

TESIS DOCTORAL

**CARACTERIZACIÓN DE LAS PROPIEDADES
RADIATIVAS Y MICROFÍSICAS DEL AEROSOL
ATMOSFÉRICO EN LA CAMPAÑA VELETA 2002**

ANTONIO ALCÁNTARA RUIZ



Departamento de Física Aplicada
Universidad de Granada



Grupo de Física de la Atmósfera



Centro Andaluz de Medio Ambiente

Marzo 2013

Editor: Editorial de la Universidad de Granada
Autor: Antonio Alcántara Ruiz
D.L.: GR 105-2014
ISBN: 978-84-9028-698-2

UNIVERSIDAD DE GRANADA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA
GRUPO DE FÍSICA DE LA ATMÓSFERA

TESIS DOCTORAL

**CARACTERIZACIÓN DE LAS PROPIEDADES
RADIATIVAS Y MICROFÍSICAS DEL AEROSOL
ATMOSFÉRICO EN LA CAMPAÑA VELETA 2002**

Tesis presentada por Antonio Alcántara Ruiz para optar al grado de Doctor.

Directores de Tesis:

Dr. Lucas Alados Arboledas
Catedrático de la Universidad de Granada
Departamento de Física Aplicada
Universidad de Granada

Dr. Francisco José Olmo Reyes
Catedrático de la Universidad de Granada
Departamento de Física Aplicada
Universidad de Granada

Granada, 10 de marzo de 2013

El doctorando Antonio Alcántar Ruiz y los directores de la tesis Lucas Alados Arboledas y Francisco José Olmo Reyes garantizamos, al firmar esta tesis doctoral, que el trabajo ha sido realizado por el doctorando bajo la dirección de los directores de la tesis y hasta donde nuestro conocimiento alcanza, en la realización del trabajo, se han respetado los derechos de otros autores a ser citados, cuando se han utilizado sus resultados o publicaciones.

Granada 10 de marzo de 2013

Director/es de la Tesis

Dr. LUCAS ALADOS ARBOLEDAS Dr. FRANCISCO JOSÉ OLMO REYES

Doctorando

ANTONIO ALCÁNTARA RUIZ

Lucas Alados Arboledas y Francisco José Olmo Reyes, Catedráticos del
Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Granada,

CERTIFICAN

Que la presente memoria CARACTERIZACIÓN DE LAS PROPIEDADES RADIATIVAS Y MICROFÍSICAS DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO EN LA CAMPAÑA VELETA 2002, ha sido realizada por Antonio Alcántara Ruiz bajo nuestra dirección, en el Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Granada, y constituye su Tesis para optar al grado de Doctor. Y para que así conste, en cumplimiento de la legislación vigente, presentamos ante la Comisión de Doctorado de la Universidad de Granada la referida Tesis.

Granada 10 de marzo de 2013

Director/es de la Tesis

Dr. LUCAS ALADOS ARBOLEDAS Dr. FRANCISCO JOSÉ OLMO REYES

Doctorando

ANTONIO ALCÁNTARA RUIZ

En estas líneas quisiera dar mi agradecimiento a las personas e instituciones que han hecho posible la realización de este trabajo.

En primer lugar, quisiera dar mi agradecimiento a mis tutores el Catedrático Lucas Alados Arboledas y el Catedrático Francisco José Olmo Reyes. Ellos me acogieron en el grupo y me introdujeron en el mundo de la investigación.

También quisiera dar las gracias a todos mis compañeros y amigos del grupo por su buena acogida. Especialmente quiero dar las gracias a Hassan Lyamani por sus continuos ánimos.

Agradezco al Catedrático Helmuth Horvath por su buena acogida en el Instituto de Física de la Universidad de Viena. Igualmente agradecer al Dr. Martin Gangl por su amistad y por esos buenos ratos que pasamos en el laboratorio.

Agradecer a la concesión de la beca FP2000-4772 asociada al proyecto DEPRUVISE (REN 2000-0903-C08-05) que permitió el desarrollo de este trabajo. Igualmente, a todas las personas e instituciones que participaron en la campaña VELETA.

Por último quisiera dar la gracias a toda mi familia. En especial a mis padres por su cariño y comprensión. A mis hermanas por estar ahí y a mis renacuajos Almudena, Sheila, David y Minerva. Gracias por vuestro apoyo.

RESUMEN

En las últimas décadas se observa una preocupación generalizada acerca del clima y de la posible influencia que pueda estar ejerciendo la actividad antropogénica. Cualquier factor capaz de alterar el balance de energía sobre la Tierra afectará al clima. El cambio en el balance de energía (forzamiento) producido por un agente puede ser positivo (calentamiento de la superficie y de la baja atmósfera) o negativo (enfriamiento).

Las partículas del aerosol atmosférico, naturales o antropogénicas, afectan el clima directamente al interactuar con la radiación solar y terrestre, e indirectamente mediante su efecto en la microfísica de nubes, el albedo y la precipitación. No obstante, existe un elevado grado de incertidumbre acerca de la magnitud del forzamiento debido al aerosol atmosférico. Además, el forzamiento radiativo del aerosol atmosférico depende de su distribución espacial y temporal, de la forma de sus partículas, su distribución de tamaño y su composición química. En este sentido, se necesita un mayor conocimiento experimental de las características radiativas de las diferentes mezclas de partículas que pueden presentarse en un lugar y en un instante dado.

A partir de estos supuestos, el objetivo principal de este trabajo ha sido la caracterización de las propiedades efectivas del aerosol en la columna atmosférica en el entorno del macizo de Sierra Nevada (Granada), región que presenta una orografía compleja. Para abordar este estudio hemos tenido en cuenta las distintas masas de aire que pueden llegar a esta región y las medidas fotométricas llevadas a cabo en varias localidades con características bien diferenciadas (campana internacional VELETA 2002). Durante el periodo de medidas el área de estudio estuvo influenciada por fuentes de partículas procedentes del Atlántico, de Europa, del Norte de África, así como procedentes de fuentes locales. En la campana se registró la

radiancia del cielo y la irradiancia solar directa en bandas espectrales en las que la influencia de la absorción gaseosa es mínima. Las medidas experimentales se han elaborado de modo apropiado y, mediante el uso de un código de inversión de la Ecuación de Transporte Radiativo (ETR), se han obtenido los parámetros efectivos de interés.

En el Capítulo II se presenta una revisión de los conceptos fundamentales utilizados en el trabajo. Se han cubierto aspectos relativos a las partículas que componen el aerosol atmosférico y a la transferencia radiativa en la atmósfera, aunque nuestro interés radica principalmente en aquellos aspectos del transporte radiativo en los que el aerosol atmosférico juega un papel fundamental.

En el Capítulo III se ha realizado un estudio exhaustivo del instrumento de medida utilizado: el radiómetro CIMEL CE-318. Tras presentar sus características analizamos con detalle los procedimientos de calibración que periódicamente se han realizado, así como las intercomparaciones entre los distintos instrumentos instalados en las estaciones de medida. Esta tarea resulta fundamental a la hora de obtener medidas fiables. Los resultados han puesto de manifiesto el gran interés de Sierra Nevada para la calibración de radiómetros solares por el método Langley, siendo este método suficiente para obtener un buen resultado de las constantes de calibración para la medida de la irradiancia solar. Por otro lado se muestra que la metodología de calibración utilizada, tanto en radiancias como en irradiancias, es consistente si la comparamos con los resultados obtenidos por la red AERONET. Además, la campaña de intercomparación realizada ha mostrado la bondad de la técnica de transferencia de calibrado.

En el Capítulo IV se han abordado los aspectos metodológicos, comenzando con la descripción de los procedimientos utilizados para la obtención de la profundidad óptica del aerosol, parámetro este que ha permitido un estudio sistemático de la base de datos. También se ha analizado el problema de inversión de la Ecuación de Transporte Radiativo (ETR) y las características particulares del esquema empleado en nuestro trabajo: configuraciones de medida del almucantar y del plano principal, fiabilidad del método y justificación de la conveniencia de llevar a cabo medidas con ángulos de dispersión grandes. En este capítulo se pone también de manifiesto que los resultados obtenidos con ambas configuraciones de medida son similares, lo cual nos permite hacer un seguimiento de las propiedades efectivas microfísicas y radiativas del aerosol atmosférico a lo largo del día.

El Capítulo V se centra en el estudio de la variabilidad de las propiedades del aerosol en la columna atmosférica durante la campana experimental VELETA 2002, ayudándonos para su interpretación de los resultados obtenidos con otras técnicas de

Resumen

observación. Este análisis ha permitido dividir las condiciones atmosféricas de la campaña en cuatro periodos diferentes asociados a la procedencia de las masas de aire. Los resultados han puesto de manifiesto el carácter absorbente del aerosol atmosférico en la estación de Armilla y la acción “barrera” que produce el macizo de Sierra Nevada. Los análisis de las correlaciones entre los distintos parámetros han permitido establecer ecuaciones paramétricas que podrían utilizarse como parámetros de entrada en los modelos climáticos.

En el Capítulo VI se lleva a cabo un estudio del forzamiento radiativo producido por el aerosol atmosférico presente en la campaña, tanto en la superficie terrestre como en el tope de la atmósfera, comparando además los resultados con los obtenidos por otros autores. Los resultados han puesto de manifiesto la importancia del aerosol local sobre las estimaciones del forzamiento radiativo, encontrando grandes diferencias en estaciones próximas bajo masas de aire con el mismo origen.

En el Capítulo VII se resumen las conclusiones y en el Capítulo VIII se presenta un listado de los símbolos utilizados en la memoria. Finalmente, en los Capítulos IX y X se incluye la bibliografía utilizada y se muestran los resultados ya publicados tanto en revistas como en congresos nacionales e internacionales.

ÍNDICE DE CONTENIDO

I INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS.....	1
II FUNDAMENTOS.....	9
II.1 Magnitudes radiométricas básicas.....	9
II.1.1 Radiancia o Intensidad Específica.....	9
II.1.2 Intensidad Media.....	10
II.1.3 Densidad de Flujo.....	11
II.2 Interacción radiación-materia.....	12
II.2.1 Distinción entre dispersión y absorción-emisión.....	12
II.2.2 Coeficiente de extinción.....	12
II.2.3 Coeficiente de emisión.....	13
II.2.4 Dispersión por partículas esféricas: Teoría de Mie.....	16
II.3 Ecuación de transferencia radiativa.....	24
II.4 La Atmósfera Terrestre.....	29
II.4.1 Atenuación en la atmósfera terrestre.....	33
II.5 El aerosol atmosférico.....	35
II.5.1 Características físicas del aerosol.....	38
II.5.2 Características radiativas del aerosol.....	43
II.6 Ecuación de transporte radiativo en la atmósfera terrestre.....	45

II.7 Introducción al problema de inversión.....	49
III INSTRUMENTACIÓN.....	53
III.1 Radiómetro CE-318-4.....	53
III.2 Parametrizaciones.....	56
III.3 Calibrado Langley.....	60
III.3.1 Descripción del Sitio experimental.....	64
III.3.2 Calibrado Langley durante la campaña VELETA 2002.....	65
III.3.2.1 CIMEL #307.....	65
III.3.2.2 Calibrado de los CIMEL #109, #176, #394.....	67
III.3.3 Calibrado Langley posterior a VELETA 2002.....	70
III.3.3.1 Análisis de los métodos de calibrado.....	70
III.3.3.2 Calibrado.....	74
III.3.3.3 Intercomparación.....	77
III.4 Calibrado del canal del vapor de agua: Langley modificado.....	78
III.5 Calibración en radiancias.....	83
III.6 Resumen.....	85
IV METODOLOGÍA.....	89
IV.1 Breve revisión bibliográfica.....	90
IV.2 Magnitudes observadas.....	92
IV.2.1 Profundidad óptica del aerosol atmosférico.....	93
IV.2.2 Radiancia del cielo en el plano almucántar.....	100
IV.3 Inversión de medidas de radiancia del cielo.....	103
IV.3.1 Método de inversión lineal restringida.....	104
IV.3.2 Método de inversión no lineal iterativo de Twomey modificado.....	104
IV.4 Código de inversión empleado.....	105
IV.4.1 Modificaciones realizadas y consideraciones previas a la inversión.....	108
IV.4.2 Índice de refracción complejo y albedo de la superficie.....	110
IV.4.3 Parámetros de las distribuciones de tamaño.....	113
IV.4.4 Reproducibilidad del código de inversión.....	115

IV.5 Obtención del vapor de agua.....	118
IV.6 Comparación con AERONET.....	118
IV.6.1 Profundidad óptica del aerosol atmosférico.....	119
IV.6.2 Parámetros derivados del método de inversión.....	119
IV.6.3 Vapor de agua.....	121
IV.7 Radiancias de cielo en el plano principal.....	122
IV.8 Retroyectorias de masas de aire.....	124
V VELETA 2002.....	127
V.1 VELETA 2002.....	127
V.2 Situación sinóptica durante VELETA 2002.....	130
V.3 Armilla.....	137
V.3.1 Medidas de extinción del haz solar.....	137
V.3.2 Medidas de Radiancia de cielo.....	145
V.3.3 Discusión.....	153
V.3.3.1 Días 12 y 13. Periodo I.....	153
V.3.3.2 Día 14.....	158
V.3.3.3 Días 15-17. Periodo II.....	159
V.3.3.4 Días 18-20. Periodo III.....	160
V.3.3.5 Días 21 y 22.....	162
V.3.3.6 Días 23 y 24. Periodo IV.....	163
V.3.3.7 Influencia local en el aerosol atmosférico.....	164
V.4 Las Sabinas.....	165
V.5 Ladera sur.....	168
V.6 Correlaciones entre parámetros.....	170
VI FORZAMIENTO RADIATIVO.....	175
VI.1 Definición de forzamiento radiativo.....	175
VI.2 Metodología.....	176
VI.3 Resultados.....	178

VII CONCLUSIONES.....	185
VIII LISTADO DE SÍMBOLOS.....	189
IX BIBLIOGRAFÍA.....	193
X RESULTADOS PUBLICADOS.....	209

I INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS

En las últimas décadas ha surgido una preocupación generalizada acerca del clima y en particular sobre el riesgo de que el hombre esté induciendo un cambio en él. De acuerdo con los resultados publicados en el Cuarto Informe de Evaluación del Grupo Intergubernamental de Expertos sobre el Cambio Climático (IPCC, 2007), el clima de la Tierra ha cambiado de modo evidente, tanto global como regionalmente, desde la era pre-industrial. Este informe señala que el calentamiento global es inequívoco, siendo muy probable la causa de este calentamiento la actividad humana.

Según el criterio de la Organización Meteorológica Mundial (OMM), el clima es la síntesis del tiempo meteorológico en un periodo de tiempo esencialmente amplio como para establecer sus características estadísticas (valores medios, variancias, probabilidades de fenómenos extremos, etc.). El clima es el resultado de la interacción entre los diferentes componentes del Sistema Climático, que incluye la atmósfera, la hidrosfera, la criosfera, la litosfera y la biosfera (figura I.1). Estos subsistemas del Sistema Climático interaccionan entre sí, intercambiando energía, materia y cantidad de movimiento. La fuente fundamental de energía del Sistema Climático tiene un origen exterior al propio sistema y es la energía radiante del Sol. La Tierra absorbe una parte de la radiación solar que incide sobre ella y refleja el resto. Esta energía que entra en el Sistema Climático es redistribuida por las circulaciones atmosférica y oceánica y reemitida en longitudes de onda del infrarrojo térmico al espacio. De este modo, se produce un balance global entre la energía entrante, de origen solar, y la saliente, emitida por la Tierra. Cualquier factor capaz de alterar el intercambio radiativo de la Tierra con el espacio o que altere la redistribución de energía entre los diferentes componentes del Sistema Climático va a afectar al clima. En este sentido, se habla de un forzamiento climático como cualquier cambio en el balance de energía del sistema Tierra-Atmósfera, hablándose de forzamiento positivo si el efecto es producir un calentamiento de la superficie terrestre y de la baja atmósfera, y de forzamiento negativo en caso contrario.

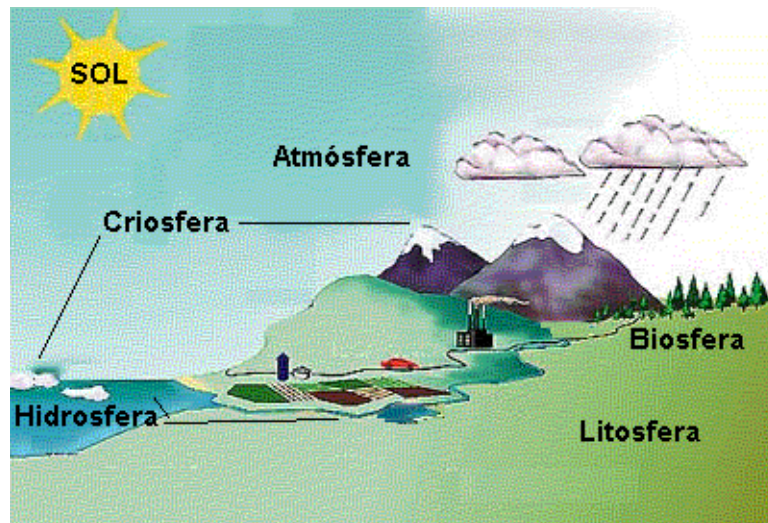


Figura I.1. Componentes del Sistema Climático y la fuente externa de energía del mismo, el Sol.

Las actividades humanas son responsables, entre otros efectos, de haber incrementado la concentración de algunos gases atmosféricos como el dióxido de carbono, el metano, el óxido de nitrógeno y el ozono troposférico. Estos gases son radiativamente activos en el infrarrojo térmico y absorben de modo efectivo la radiación infrarroja emitida por la superficie terrestre. Este proceso de absorción que lleva asociado el consiguiente proceso de emisión, tanto hacia la superficie terrestre como hacia el espacio, produce el conocido efecto invernadero. Este fenómeno natural es responsable de que en la superficie terrestre la temperatura sea unos 30 K mayor de lo que sería en ausencia de atmósfera. Ahora bien, un aumento de la concentración de estos gases, conocidos como gases de efecto invernadero, produce un forzamiento radiativo del clima al alterar el balance de energía global.

Por otro lado, existen otros componentes atmosféricos que también están siendo alterados por la actividad humana, el aerosol atmosférico es un ejemplo. El aerosol atmosférico está constituido por pequeñas partículas sólidas o líquidas que se encuentran en suspensión en el seno de la atmósfera. Estas partículas tienen orígenes muy diversos, tanto naturales, como es el caso de los producidos por erupciones volcánicas y tormentas de arena, como antropogénicos, como los generados en conexión con la quema de combustibles fósiles y de biomasa. Las partículas que componen el aerosol atmosférico intervienen de modo activo en el establecimiento del balance radiativo del Sistema Tierra-Atmósfera. Esta intervención tiene lugar de forma directa, mediante el proceso de dispersión y absorción de la radiación tanto solar como infrarroja térmica, aunque su interacción con la primera es más importante. Pero también se producen efectos indirectos sobre el balance de radiación, ya que las partículas del aerosol producen modificaciones en la estructura microfísica de las nubes, que conllevan modificaciones en su cuantía y en sus efectos radiativos. Existen evidencias de que la concentración de partículas troposféricas ha aumentado en los últimos años debido al incremento de emisiones antropogénicas, tanto de partículas como de gases precursores de la formación de las mismas (figura I.2). Esto conlleva una modificación en el balance radiativo del Sistema Tierra-Atmósfera, que se traduce en un forzamiento del clima cuyo signo parece

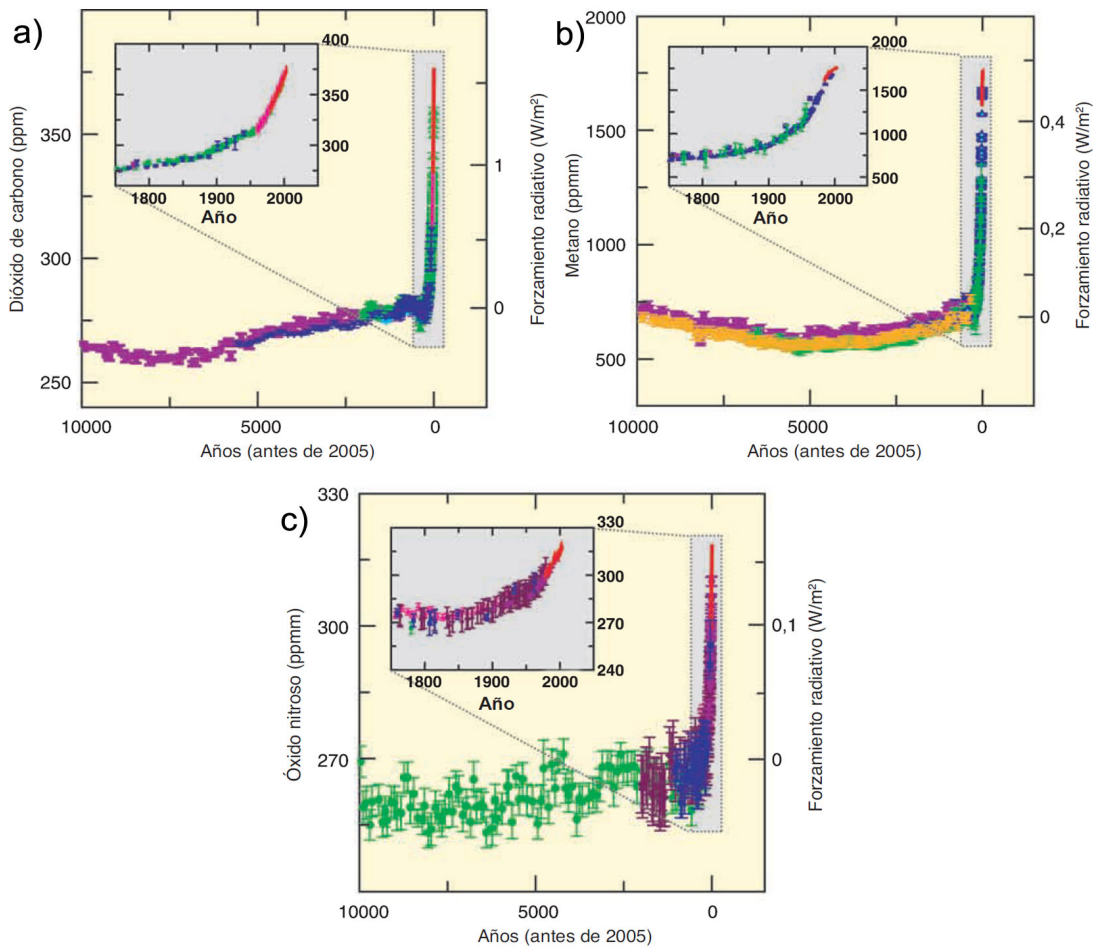


Figura 1.2. Aumento de gases de efecto invernadero: a) Dióxido de Carbono (CO_2); b) Metano (CH_4); c) Óxido nitroso (N_2O) (IPCC, 2007).

ser negativo. Es decir, en cierto modo intentaría contrarrestar el forzamiento positivo debido al incremento de los gases de efecto invernadero.

No obstante, existe un elevado grado de incertidumbre acerca de la magnitud del forzamiento debido al aerosol atmosférico. Así, aunque la mayor parte de las partículas se localizan en las capas bajas de la troposfera, su efecto radiativo depende de la distribución vertical en la atmósfera. Por otro lado, las partículas que componen el aerosol sufren diferentes procesos físicos y químicos en la atmósfera, sobre todo en el interior de las nubes, y son eliminados de un modo eficaz por la precipitación, de modo que su tiempo medio de residencia varía desde unos pocos minutos a unas pocas semanas. Esta variabilidad en el tiempo de residencia sumado al carácter heterogéneo y a veces discontinuo de sus fuentes, hace que las partículas presenten una distribución no homogénea con una localización preponderante en la proximidad de sus fuentes, aunque en ocasiones son posibles procesos de transporte a gran distancia. Evidentemente estos aspectos dificultan tanto el propio estudio del aerosol como la valoración de sus efectos radiativos a nivel global. Por otro lado, el forzamiento radiativo del aerosol depende no sólo de su distribución espacial sino también de la forma de sus partículas, su distribución de tamaño y composición.

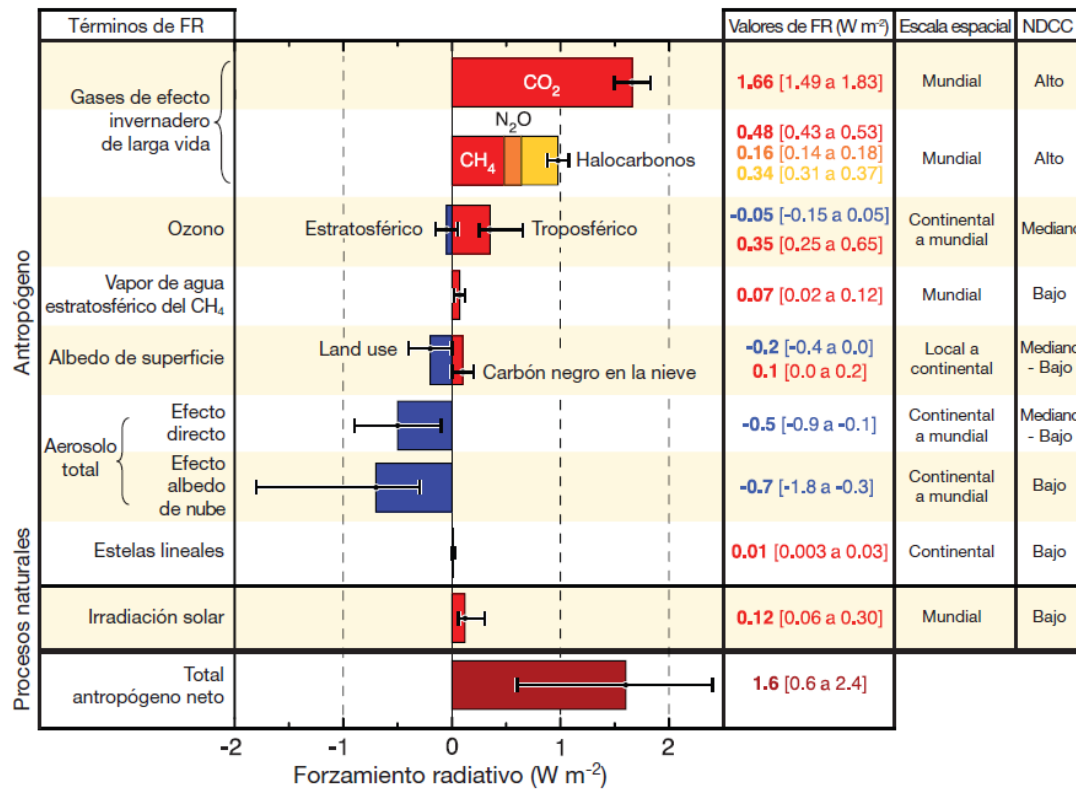


Figura I.3: Promedio mundial del forzamiento radiativo (FR) en 2005 (estimaciones óptimas y horquilla de incertidumbres del 5 al 95%) respecto de 1750 para CO₂, CH₄, N₂O y otros agentes y mecanismos importantes, extensión geográfica típica (escala espacial) del forzamiento, y nivel de conocimiento científico (NDCC) evaluado (IPCC, 2007).

El aerosol afecta el clima directamente al interactuar con la radiación solar y terrestre, e indirectamente mediante su efecto en la microfísica de nubes, el albedo y la precipitación. La influencia del aerosol troposférico en el balance de energía, entre -0.9 y -0.1 Wm^{-2} (IPCC, 2007), es comparable con el efecto global neto de las nubes (figura I.3). En el aerosol no se produce una compensación de su efecto sobre los rangos de radiación solar y terrestre, lo que provoca que su efecto radiativo sea relativamente fuerte comparado con el de las nubes. En lo referente al efecto del aerosol sobre las nubes hay que decir que su origen se debe a partículas submicrométricas que actúan como núcleos de condensación y a las grandes partículas de polvo que son eficientes núcleos de hielo.

Los dos efectos principales que podrían producir un efecto de enfriamiento son la dispersión producida por las partículas del aerosol y las reflexiones provocadas por las nubes. Por otro lado, algunas partículas también absorben radiación solar, transfiriendo energía a la atmósfera, produciendo un efecto de calentamiento y cambiando por consiguiente el perfil vertical de temperatura. En este sentido se sabe que el hollín procedente de fuentes urbanas e industriales y el polvo (natural y debido al cambio de uso del suelo) son eficaces absorbentes de la radiación solar.

De acuerdo con los resultados del cuarto informe del Grupo Intergubernamental de expertos sobre el Cambio Climático (IPCC, 2007), la temperatura superficial media global

Cambios en la temperatura, en el nivel del mar y en la cubierta de nieve del Hemisferio Norte

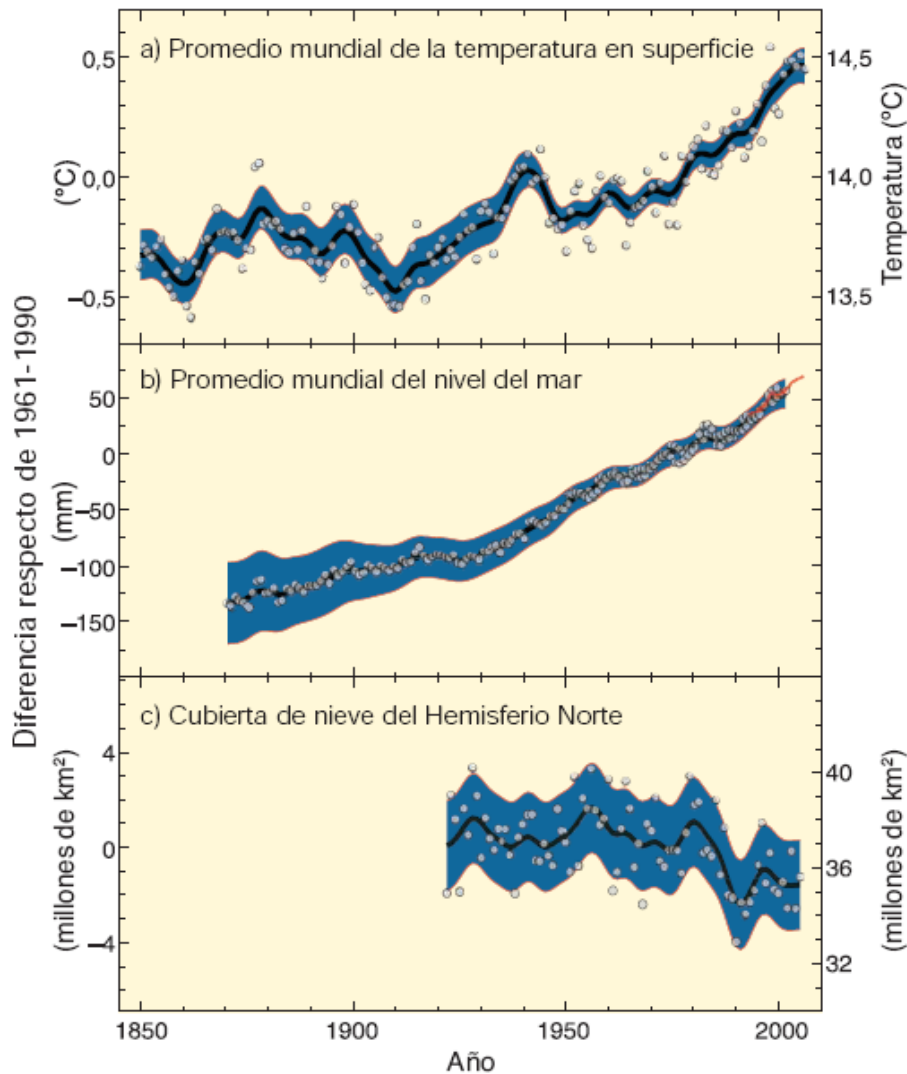


Figura I.4. Variación observada de: a) el promedio mundial de las temperaturas en superficie; b) el promedio mundial del nivel del mar a partir de datos mareométricos (azul) y satelitales (rojo); y c) la cubierta de nieve del Hemisferio Norte durante marzo-abril. Todas las diferencias han sido calculadas respecto de los promedios correspondientes durante el período 1961-1990. Las curvas alisadas representan los valores promediados decenalmente, mientras que los círculos denotan los valores anuales. Las áreas sombreadas representan los intervalos de incertidumbre estimados a partir de un análisis completo de las incertidumbres conocidas (a y b) y de la serie temporal (c). (IPCC, 2007).

de la Tierra se ha incrementado en 0.74 ± 0.18 °C entre los años 1906 y 2005 (figura I.4). Este calentamiento, al menos parcialmente, es el resultado del forzamiento antropogénico del clima. Tanto el signo como la magnitud de la contribución del aumento de los gases de efecto invernadero a este forzamiento está definido, pero hay que indicar que en la cuantificación del forzamiento antropogénico del clima existen grandes incertidumbres asociadas, entre otros factores, al efecto del aerosol atmosférico. Con el fin de reducir la cota de incertidumbre se hace necesario realizar campañas de medida tanto intensivas, en las que se caracteriza el aerosol con diversas herramientas durante un tiempo limitado, como extensivas, en las que se opera con un conjunto no tan amplio de instrumentos durante un

periodo suficientemente largo como para extraer consecuencias sobre la variabilidad estacional del aerosol atmosférico.

Las partículas del aerosol atmosférico se pueden observar y analizar, bien *in situ* mediante impactadores o contadores de partículas, o bien a distancia mediante instrumentos de sondeo remoto activos o pasivos. El sondeo remoto pasivo se basa en la modificación del campo de radiación solar inducido por las partículas; esta técnica de observación se ha utilizado durante décadas y todavía se usa desde las estaciones en superficie. La observación en superficie más simple es la medida de extinción del haz solar directo. Las medidas de radiancia y polarización del cielo también contienen información relativa a las propiedades del aerosol atmosférico y son útiles para complementar las de extinción.

Debemos señalar que el interés en la caracterización de los efectos radiativos producidos por el aerosol atmosférico se extienden a otros ámbitos científicos. Así, es conocido el gran desarrollo de las técnicas de observación de la Tierra desde el espacio. En especial cuando el interés está en la observación de la superficie terrestre, la atmósfera se comporta como un medio interpuesto cuyos efectos deben descontarse. De estos efectos atmosféricos el del aerosol es especialmente delicado debido a su variabilidad espacio-temporal, y a la necesidad de un mayor conocimiento experimental de las características radiativas de las diferentes mezclas de partículas que pueden presentarse en un lugar y en un instante dado.

Objetivos

El objetivo que nos hemos marcado en este trabajo ha sido el caracterizar las propiedades del aerosol en la columna atmosférica en una región con orografía compleja en el entorno del macizo de Sierra Nevada (Granada). Para abordar este estudio hemos utilizado las medidas fotométricas llevadas a cabo en varias localidades con características bien diferenciadas (campana VELETA 2002). En este sentido, se ha determinado experimentalmente la radiancia del cielo y la irradiancia solar directa en bandas espectrales en las que la influencia de la absorción gaseosa es mínima. Las medidas experimentales se han elaborado de modo apropiado y, mediante el uso de un código de inversión de la Ecuación de Transporte Radiativo (ETR), se han obtenido los parámetros de interés.

Comenzaremos presentando una revisión de los conceptos fundamentales utilizados en el trabajo. Se han cubierto aspectos relativos a las partículas que componen el aerosol atmosférico y a la transferencia radiativa en la atmósfera. Evidentemente, nuestro interés radica principalmente en aquellos aspectos del transporte radiativo en los que el aerosol juega un papel fundamental. Estos conceptos son importantes para comprender el procedimiento de inversión de la ETR utilizado. En este sentido nos interesan tanto los aspectos referentes a la dispersión como a la absorción de la radiación solar.

En el capítulo siguiente presentaremos un estudio exhaustivo del instrumento de medida utilizado: el radiómetro CIMEL CE-318. Tras presentar sus características analizaremos con detalle los procedimientos de calibración que periódicamente se han realizado. Esta tarea resulta fundamental a la hora de obtener unas medidas fiables.

A continuación se abordan los aspectos metodológicos, comenzando con la descripción de los procedimientos usados para la obtención de la profundidad óptica del aerosol. Precisamente los valores de la profundidad óptica, que son una entrada necesaria para el esquema de inversión de la ETR, se han utilizado para llevar a cabo un estudio sistemático de la base de datos. El problema de inversión de la ETR y las características particulares del esquema empleado en nuestro trabajo se presentan en una sección posterior. En él se abordan los problemas asociados a la fiabilidad del método utilizado y se justifica la conveniencia de llevar a cabo medidas con ángulos de dispersión grandes.

Los capítulos finales se centran en el estudio de la variabilidad de las propiedades del aerosol en la columna atmosférica durante la campaña experimental VELETA 2002. En este análisis también utilizaremos los resultados obtenidos con otras técnicas de observación. Se analizarán las propiedades radiativas y microfísicas obtenidas mediante la metodología de inversión de la ETR. Los resultados obtenidos en este Capítulo se emplearán en el siguiente para llevar a cabo un estudio del forzamiento radiativo producido por el aerosol atmosférico presente en la campaña, comparando también con los resultados obtenidos por otros autores. Finalmente se presentan las principales conclusiones del trabajo realizado.

II FUNDAMENTOS

En este Capítulo describiremos conceptos básicos necesarios para abordar los distintos aspectos de la caracterización de las propiedades radiativas y microfísicas del aerosol atmosférico. Comenzaremos con la definición de las magnitudes fundamentales que son estudiadas en la transferencia radiativa y que gobiernan el campo de radiación en un medio que absorbe, emite y dispersa radiación. Después introduciremos la ecuación de transporte radiativo que describe la evolución temporal y espacial del campo de radiación.

Una vez introducidas estas nociones básicas nos ocuparemos del medio material de propagación que nos ocupa, la atmósfera terrestre, haciendo una descripción más exhaustiva del aerosol, objeto de este trabajo. Tras una pequeña descripción de la atmósfera terrestre, presentaremos las principales características que describen el aerosol atmosférico, y que nos permitirán caracterizar los diferentes tipos de partículas del aerosol. Finalmente introduciremos la ecuación de transporte radiativo particularizada para nuestra atmósfera, y que será la que utilizaremos para el estudio de la radiación solar que alcanza la superficie terrestre.

II.1 MAGNITUDES RADIOMÉTRICAS BÁSICAS

II.1.1 RADIANCIA O INTENSIDAD ESPECÍFICA

Cuando analizamos la propagación de un haz de radiación en un medio es conveniente utilizar el concepto de *radiancia* o *intensidad específica*. La *radiancia* o *intensidad específica*, $L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t)$, de la radiación en la posición \mathbf{r} , que se propaga en una dirección \mathbf{n} , con longitud de onda λ , en un tiempo t se define de modo que la cantidad de energía transportada por la radiación de longitudes de onda comprendidas entre λ y $\lambda+d\lambda$ que

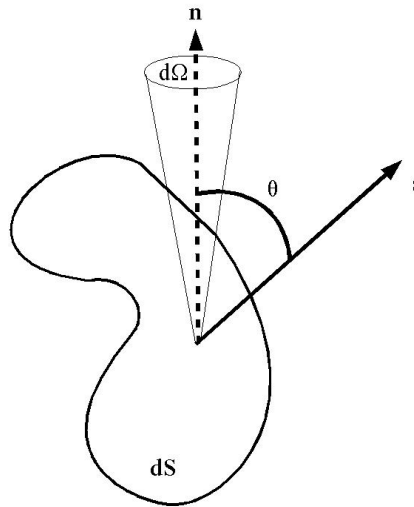


Figura II.1: Haz de radiación usado para definir la radiancia. El vector \mathbf{n} define la dirección de propagación de la radiación, mientras que \mathbf{s} es el vector unitario que define el elemento de área dS .

atraviesa un elemento de área dS en el ángulo sólido $d\Omega$ en el intervalo de tiempo dt es (figura II.1) (Mihalas, 1978):

$$d\mathcal{E} = L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) dS \cos\theta d\Omega d\lambda dt \quad (\text{II.1})$$

donde θ es el ángulo entre la dirección del haz y la normal a la superficie, y $dS \cos\theta$ ($=\mathbf{n} \cdot d\mathbf{S}$) corresponde al área efectiva en la cuál la energía es interceptada. La unidades de la radiancia son $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$. Si la radiancia en un punto es independiente de la dirección, el campo de radiación se dice que es isotrópico, y además se dice que es homogéneo si la radiancia es la misma en todos los puntos y direcciones.

Una propiedad importante de la radiancia es que se define de modo que es independiente de la distancia entre la fuente y el observador, siempre que no existan otras fuentes o sumideros de radiación a lo largo de la línea de visión. La invariancia espacial de la radiancia implica que el valor de L puede obtenerse de las medidas de la cantidad de energía que llega de la fuente que sustiende un ángulo sólido definido, en un tiempo dado, dentro de un intervalo de longitudes de onda, en un receptor de área conocida. El requerimiento de que $d\Omega$ tiene que ser específico limita la determinación de L a fuentes que se puedan resolver espacialmente.

II.1.2 INTENSIDAD MEDIA

En la descripción física y/o matemática del campo de radiación es de gran utilidad trabajar con los promedios angulares o momentos. Así, definimos la *intensidad media* como el promedio (momento de orden cero) de la radiancia sobre todos los ángulos sólidos (Mihalas, 1978)

$$J(\mathbf{r}, \lambda, t) = \frac{1}{4\pi} \oint L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) d\Omega \quad (\text{II.2})$$

La intensidad media tiene dimensiones de $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$. En el caso de que la radiancia sea isotrópica, la intensidad media coincide con la radiancia.

II.1.3 DENSIDAD DE FLUJO

Definimos la densidad de flujo de radiación, $\mathcal{F}(\mathbf{r}, \lambda, t)$ como una magnitud vectorial tal que $\mathcal{F}d\mathbf{S}$ nos da el ritmo neto del flujo de energía radiante que cruza una superficie orientada arbitrariamente, $d\mathbf{S}$, por unidad de tiempo y de intervalo de longitud de onda (Mihalas, 1978).

$$\mathcal{F}(\mathbf{r}, \lambda, t) = \oint L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) \mathbf{n} d\Omega \quad (\text{II.3})$$

La densidad de flujo tiene dimensiones de $\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$. De la definición vemos que la densidad de flujo corresponde al primer momento del campo de radiación con respecto al ángulo sólido. Si el campo de radiación es simétrico respecto a un eje, entonces la densidad de flujo es igual a cero para una superficie orientada perpendicularmente a dicho eje de simetría. En particular, usando coordenadas cartesianas, para atmósferas planas homogéneas en x e y , únicamente la componente z es distinta de cero, y nos referiremos a esta componente como la densidad de flujo, como si fuera un escalar, y vendrá dada por:

$$F(z, \lambda, t) = 2\pi \int_{-1}^1 L(z, \mu, \lambda, t) \mu d\mu \quad (\text{II.4})$$

donde se ha escrito $\mu = \cos \theta$, $\mathbf{n} = ((1-\mu^2)^{1/2} \cos \varphi, (1-\mu^2)^{1/2} \sin \varphi, \mu)$, y $d\Omega = -d\mu d\varphi$, siendo θ y φ los ángulos polares que definen \mathbf{n} .

Denominaremos a la densidad de flujo radiante *irradiancia*, E , cuando hablemos de la densidad de flujo incidente en todas las direcciones en la unidad de área. Mientras que se llamaremos *emitancia*, M , a la densidad de flujo emitido en todas las direcciones por la unidad de área.

Esta magnitud, a diferencia de la radiancia, no es siempre invariante con la distancia de la fuente. En el caso de que la radiación venga caracterizada por ondas planas, la densidad de flujo, y por lo tanto la irradiancia y la emitancia, será constante en cualquier punto del espacio en el recorrido de la onda. Pero, si la radiación se propaga en forma de ondas esféricas, la densidad de flujo en un punto a distancia r de la fuente, siempre que no exista ninguna fuente adicional ni sumidero en el recorrido de la onda, será proporcional a $1/r^2$ (*ley de la inversa del cuadrado de la distancia*).

II.2 INTERACCIÓN RADIACIÓN-MATERIA

II.2.1 DISTINCIÓN ENTRE DISPERSIÓN Y ABSORCIÓN-EMISIÓN

En la interacción de la radiación con la materia, un haz de energía radiante puede ser atenuado o intensificado por una amplia variedad de procesos físicos. Entre estos procesos hay que hacer una distinción entre absorción y emisión, por un lado, y los procesos de dispersión por otro, ya que la naturaleza física de la interacción entre la materia y la radiación es diferente en estos dos casos.

Podemos identificar como un proceso de dispersión aquel en el que un fotón interactúa con un centro dispersor y emerge en una nueva dirección con una energía alterada ligeramente. El punto esencial es que en este proceso la energía del fotón no pasa a formar parte de la energía cinética de las partículas que componen el medio de propagación. En contraste, en los procesos de absorción el fotón es destruido por conversión de su energía en energía interna del medio de propagación. El punto crucial físico a anotar es que el ritmo local de energía emitida en el proceso de dispersión depende parcialmente del campo de radiación y únicamente tiene una débil conexión con los valores locales de las propiedades térmicas del medio de propagación. Por el contrario, los procesos de absorción nutren la energía interna del medio de propagación directamente de la energía del fotón, y por tanto, están íntimamente acoplados con las propiedades térmicas locales de la materia.

Recíprocamente, el proceso inverso a la absorción, la emisión térmica, transfiere parte de la energía interna del medio directamente al campo de radiación. Los procesos de absorción y emisión térmicos tienden a producir equilibrio local entre el campo de radiación y el medio de propagación; pero los procesos de dispersión permiten moverse a los fotones de una parte del medio a otra sin acoplamiento con las condiciones locales.

Una imagen realista consistente de la interacción de la radiación con la materia surge únicamente cuando se utilizan las ecuaciones completas del equilibrio estadístico resolviéndolas junto con las ecuaciones (*ecuaciones de transferencia*) que describen cómo la radiación es absorbida, emitida y transportada a través del medio. Este tratamiento es bastante difícil, y queda fuera del ámbito de este trabajo. Igualmente, por esta razón se trabajará con coeficientes macroscópicos.

II.2.2 COEFICIENTE DE EXTINCIÓN

Para describir la energía eliminada del campo de radiación por la materia introduciremos un coeficiente macroscópico $\chi(\mathbf{r}, \lambda, t)$, llamado *coeficiente de extinción*, u *opacidad*, o incluso *coeficiente de absorción total*. Este coeficiente se define a partir de la energía eliminada por unidad de tiempo dt e intervalo de longitud de onda $d\lambda$ por un elemento de materia, de sección dS y longitud ds , de un haz con radiancia $L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t)$, con incidencia normal a dS y propagándose en un ángulo sólido $d\Omega$, que viene dada por (Mihalas, 1978):

$$d\mathcal{E} = \chi(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) dS ds d\Omega d\lambda dt \quad (\text{II.5a})$$

con lo que el coeficiente de extinción corresponde a:

$$\chi(\mathbf{r}, \lambda, t) = \frac{1}{4\pi} \oint \chi(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) d\Omega \quad (\text{II.5b})$$

El coeficiente de extinción es el producto de la sección eficaz de absorción (cm^2) de un elemento absorbente y la densidad numérica de absorbentes (cm^{-3}). Las dimensiones de χ son cm^{-1} , y $1/\chi$ da una medida de la distancia sobre la cual un fotón puede propagarse antes de ser eliminado del haz (*recorrido libre medio del fotón*). Para medios estáticos, en los cuales no hay direcciones preferentes, el coeficiente de extinción es isotrópico, esto es, $\chi(\mathbf{r}, \lambda, t) = \chi(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t)$. Esta es la situación en la que nos encontraremos en este trabajo.

En determinadas ocasiones es útil distinguir entre absorción y dispersión. Así se introducen los coeficientes κ y σ que describen el ritmo en el cual la energía es eliminada del haz por “absorción real” y dispersión, respectivamente. La extinción total viene dada por

$$\chi(\mathbf{r}, \lambda, t) = \kappa(\mathbf{r}, \lambda, t) + \sigma(\mathbf{r}, \lambda, t) \quad (\text{II.6})$$

esto es, se asume que ambos procesos ocurren independientemente y se suman linealmente.

II.2.3 COEFICIENTE DE EMISIÓN

Para describir la emisión de radiación, introduciremos el *coeficiente de emisión* o *emisividad* $\eta(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t)$, de modo que la cantidad de energía liberada por un elemento de material de sección dS y longitud ds , en un ángulo sólido $d\Omega$, en un intervalo de longitudes de onda $d\lambda$ en la dirección \mathbf{n} y en un intervalo de tiempo dt , se expresa por (Mihalas, 1978):

$$d\mathcal{E} = \eta(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) dS ds d\Omega d\lambda dt \quad (\text{II.7})$$

Las dimensiones de η son $\text{Wm}^{-3}\text{sr}^{-1}\mu\text{m}^{-1}$. Como ocurre con el coeficiente de extinción, el coeficiente de emisión puede expresarse como suma de un coeficiente de emisión térmico (η^t) y un coeficiente de emisión de dispersión (η^σ). Como la absorción, la emisión térmica es isotrópica para medios estáticos (sin direcciones preferentes). En cambio, para la radiación emitida en procesos de dispersión hay normalmente una dependencia angular explícita, incluso en medios estáticos.

Existe una importante relación entre los coeficientes de absorción y emisión en el caso de equilibrio termodinámica estricto (E.T.). El estudio de la energía absorbida y emitida en ángulo sólido $d\Omega$ y en longitud de onda $d\lambda$ por un elemento de materia, en un tiempo dt , muestra que si se alcanza un estado estable de equilibrio térmico (no hay ganancia ni pérdida neta de energía por la materia), la emisión térmica viene dada por

$$\eta^t(\lambda) = \kappa(\lambda) L(\mathbf{n}, \lambda) \quad (\text{II.8})$$

conocida como *ley de Kirchoff*. Para un recinto en E.T. estricto a temperatura T , la radiancia del campo de radiación viene dada por la función de Planck, así que

$$\eta^*(\lambda) = \kappa^*(\lambda) B_\lambda(T) \quad (\text{II.9})$$

conocida como *relación de Kirchoff-Planck* (el asterisco hace referencia a una situación de E.T., sin procesos de dispersión). Este es un resultado en el que no se hace referencia a la composición del material, por lo que es válido para todos los materiales. Estrictamente hablando, la ley de Kirchoff-Planck se aplica únicamente en el caso de una situación de E.T. Pero si el material está sometido únicamente a pequeños gradientes a lo largo del camino libre medio que un fotón puede viajar antes de ser destruido y termalizado por un proceso de colisión, entonces podríamos esperar que la ecuación anterior fuera válida en un alto grado de aproximación en valores locales de las variables termodinámicas que especifican el estado del material (equilibrio termodinámico local – L.T.E.). En tal caso podemos escribir

$$\eta^t(\mathbf{r}, \lambda, t) = \kappa^*(\mathbf{r}, \lambda, t) B_\lambda[T(\mathbf{r}, t)] \quad (\text{II.10})$$

Consideremos ahora la radiación dispersada por el material. Por simplicidad en la notación, suprimiremos la referencia a t , si bien todas las magnitudes pueden ser dependientes del tiempo. Como se ha dicho, en un proceso de dispersión la dirección y longitud de onda de un fotón pueden cambiar. Estos cambios se describen por una *función de redistribución* (Mihalas, 1978)

$$\mathcal{P}(\lambda', \mathbf{n}'; \lambda, \mathbf{n}) d\lambda' d\lambda \left(\frac{d\Omega'}{4\pi} \right) \left(\frac{d\Omega}{4\pi} \right) \quad (\text{II.11})$$

que da la probabilidad de que un fotón sea dispersado de la dirección \mathbf{n}' en un ángulo sólido $d\Omega'$ y rango de longitud de onda $(\lambda', \lambda'+d\lambda')$ hacia un ángulo sólido $d\Omega$ en la dirección \mathbf{n} y rango de longitudes de onda $(\lambda, \lambda+d\lambda)$. Esta función se normaliza de modo que:

$$\oint \left(\frac{d\Omega}{4\pi} \right) \oint \left(\frac{d\Omega'}{4\pi} \right) \int_0^\infty d\lambda' \int_0^\infty d\lambda \mathcal{P}(\lambda', \mathbf{n}'; \lambda, \mathbf{n}) = 1 \quad (\text{II.12})$$

Esta función contiene un perfil de absorción angular normalizado, $\phi(\lambda, \mathbf{n})$, y un perfil de emisión angular normalizado, $\psi(\lambda, \mathbf{n})$, de procesos de dispersión. De la definición física dada, es evidente que si integramos sobre todas las longitudes de onda y ángulos de salida de los procesos de dispersión, obtenemos la probabilidad para la absorción por dispersión de ángulo sólido $d\Omega'$ y rango de longitudes de onda $d\lambda'$ (es decir, $\phi(\lambda', \mathbf{n}) d\lambda' d\Omega'/4\pi$). Así pues:

$$\phi(\lambda', \mathbf{n}') = \frac{1}{4\pi} \oint d\Omega \int_0^\infty d\lambda \mathcal{P}(\lambda', \mathbf{n}'; \lambda, \mathbf{n}) \quad (\text{II.13})$$

y esta normalizada tal que $\int d\Omega'/4\pi \int \phi(\lambda', \mathbf{n}') d\lambda' = 1$. El promedio angular de estos perfiles de absorción y emisión angulares normalizados, nos definen a su vez los perfiles de absorción y emisión normalizados

$$\phi(\lambda') = \frac{1}{4\pi} \oint \phi(\lambda', \mathbf{n}') d\Omega' \quad , \quad \psi(\lambda) = \frac{1}{4\pi} \oint \psi(\lambda, \mathbf{n}) d\Omega \quad (\text{II.14})$$

que es la probabilidad de absorción o emisión para la dispersión en el rango de longitudes de onda $d\lambda'$ y están normalizadas tal que: $\int \phi(\lambda') d\lambda' = 1$ y $\int \psi(\lambda) d\lambda = 1$.

Si $\sigma_0(\mathbf{r})$ denota el coeficiente de dispersión total, entonces $\sigma(\mathbf{r}, \lambda') = \sigma_0(\mathbf{r}) \phi(\lambda')$ es el coeficiente de dispersión. Así pues, la cantidad de energía que es eliminada del haz por dispersión en un ángulo sólido $d\Omega'$ en longitud de onda λ' , dispersada en $d\Omega$ y longitud de onda λ , es:

$$\sigma_0(\mathbf{r}) \mathcal{P}(\lambda', \mathbf{n}'; \lambda, \mathbf{n}) L(\mathbf{r}, \mathbf{n}', \lambda') d\lambda' d\lambda \left(\frac{d\Omega'}{4\pi} \right) \left(\frac{d\Omega}{4\pi} \right) \quad (\text{II.15})$$

Integrando sobre todas las longitudes de onda y ángulos de entrada, encontraremos la cantidad total de energía eliminada del haz por dispersión en una longitud de onda λ' y en un ángulo sólido $d\Omega'$. Dado que la dispersión lo que produce es una redistribución de la energía del campo de radiación, esta energía eliminada por dispersión corresponderá con la energía emitida por dispersión, así pues

$$\begin{aligned} \eta^s(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda) d\lambda \left(\frac{d\Omega}{4\pi} \right) = \\ \sigma_0(\mathbf{r}) d\lambda \left(\frac{d\Omega}{4\pi} \right) \oint \left(\frac{d\Omega'}{4\pi} \right) \int_0^\infty \mathcal{P}(\lambda', \mathbf{n}'; \lambda, \mathbf{n}) L(\mathbf{r}, \mathbf{n}', \lambda') d\lambda' \end{aligned} \quad (\text{II.16})$$

la ecuación anterior muestra la dependencia angular-longitud de onda completa del perfil de emisión del proceso de dispersión. El problema de transferencia radiativa es difícil de tratar desde este grado de generalidad. Así, si estamos interesados en la redistribución en longitudes de onda y no angular, asumimos que $L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda)$ es isotrópica, y reemplazándola por $J(\mathbf{r}, \lambda)$, obtenemos que la energía dispersada en una dirección viene dada por la expresión

$$\eta^s(\mathbf{r}, \lambda) = \sigma_0(\mathbf{r}) \int_0^\infty \mathcal{P}(\lambda', \lambda) J(\mathbf{r}, \lambda') d\lambda' \quad (\text{II.17})$$

donde $\mathcal{P}(\lambda', \lambda)$ es la *función de redistribución promediada angularmente*

$$\mathcal{P}(\lambda', \lambda) = \frac{1}{4\pi} \oint \mathcal{P}(\lambda', \mathbf{n}'; \lambda, \mathbf{n}) d\Omega' = \frac{1}{4\pi} \oint \mathcal{P}(\lambda', \mathbf{n}; \lambda, \mathbf{n}) d\Omega \quad (\text{II.18})$$

que expresa la probabilidad de redistribución de $(\lambda', \lambda' + d\lambda')$ a $(\lambda, \lambda + d\lambda)$.

Hay situaciones en las que podemos considerar que $\psi(\lambda) = \phi(\lambda)$, es decir, no hay correlación entre las longitudes de onda de entrada y los fotones dispersados. Esta situación se conoce como *redistribución completa* y la probabilidad de dispersión $\mathcal{P}(\lambda', \lambda)$ es el producto de las dos distribuciones independientes ($\mathcal{P}(\lambda', \lambda) = \phi(\lambda') \phi(\lambda)$). El coeficiente de emisión de dispersión será

$$\eta^s(\mathbf{r}, \lambda) = \sigma_0(\mathbf{r}) \phi(\lambda) \int_0^\infty \phi(\lambda') J(\mathbf{r}, \lambda') d\lambda' \quad (\text{II.19})$$

Por otro lado, si estamos interesados en la redistribución angular de la radiación dispersada, podemos asumir *dispersión coherente* ($\lambda' = \lambda$). Por lo tanto, podemos escribir

$$\mathcal{P}(\lambda', \mathbf{n}'; \lambda, \mathbf{n}) = p(\lambda, \mathbf{n}', \mathbf{n}) \phi(\lambda') \delta(\lambda - \lambda') \quad (\text{II.20})$$

donde δ es la función de Dirac y p es una *función de fase angular*. En esta situación el coeficiente de dispersión vendrá dada por:

$$\eta^s(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda) = \frac{\sigma_0(\mathbf{r})}{4\pi} \oint L(\mathbf{r}, \mathbf{n}', \lambda) p(\lambda, \mathbf{n}', \mathbf{n}) d\Omega' \quad (\text{II.21})$$

La nueva función introducida, la función de fase, representa la probabilidad de que la radiación de longitud de onda λ , dirección \mathbf{n}' y con la misma longitud de onda de salida (dispersión coherente), tenga una dirección \mathbf{n} después de sufrir un proceso de dispersión. Esta función se normaliza de modo que

$$\oint \left(\frac{d\Omega}{4\pi} \right) \oint p(\lambda, \mathbf{n}', \mathbf{n}) \left(\frac{d\Omega'}{4\pi} \right) = 1 \quad (\text{II.22})$$

Así por ejemplo, para dispersión isotrópica la función de fase es

$$p(\lambda, \mathbf{n}', \mathbf{n}) = 1 \quad (\text{II.23})$$

mientras que la función de fase para un dipolo (aplicada para dispersión de Rayleigh y Thomson) es

$$p(\lambda, \mathbf{n}', \mathbf{n}) = \frac{3}{4} (1 + (\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}')^2) \quad (\text{II.24})$$

En el caso de que los elementos dispersores sean partículas grandes, es decir, que el tamaño de las partículas sea comparable con la longitud de onda de la radiación, la determinación de esta función es complicada, mostrando variaciones grandes y rápidas con el ángulo de dispersión.

II.2.4 DISPERSIÓN POR PARTÍCULAS ESFÉRICAS: TEORÍA DE MIE

La teoría para explicar la dispersión por moléculas fue enunciada por Lord Rayleigh. Posteriormente Mie en 1908 (Mie, 1908) enunció un desarrollo de la dispersión para partículas de cualquier tamaño. Esta teoría está basada en la resolución de las ecuaciones del electromagnetismo clásico con condiciones de contorno en el límite de la partícula y sus alrededores.

Partiremos de la idea de dispersión coherente. Supondremos que las partículas o moléculas dispersoras del medio están separadas por distancias mucho mayores que sus tamaños y se encuentran sujetas a movimientos que podemos considerar aleatorios. De este

modo, no hay relación entre las fases de las ondas dispersadas por las partículas o moléculas y, por tanto, sus intensidades pueden sumarse. Es decir, las dispersiones debidas a varias partículas se consideran independientes entre sí (van de Hulst, 1981).

El campo electromagnético puede expresarse como una combinación lineal de vectores definidos a partir de funciones escalares (Ψ) que satisfacen la ecuación de onda escalar

$$\nabla^2 \Psi + k^2 \tilde{m}^2 \Psi = 0 \quad (\text{II.25})$$

donde k es el número de onda, $k=2\pi/\lambda$, y \tilde{m} es el índice de refracción complejo del elemento dispersor. Si se trabaja en coordenadas esféricas la ecuación anterior es separable y tiene soluciones elementales del tipo

$$\Psi_{nl} = \begin{cases} \cos l \varphi \\ \sin l \varphi \end{cases} P_n^l(\cos \theta) z_n(\tilde{m} kr) \quad (\text{II.26})$$

en las que n y l son enteros, con $n \geq l \geq 1$. El factor $P_n^l(\cos \theta)$ es una función de Legendre y el factor $z_n(\tilde{m} kr)$ es un tipo de función esférica de Bessel, definida en términos de las funciones de Bessel ordinarias por:

$$z_n(\rho) = \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} Z_{n+1/2}(\rho) \quad (\text{II.27})$$

La solución general de la ecuación de onda escalar es una combinación lineal de tales soluciones elementales. En virtud de las formas simples de las ecuaciones de Maxwell ($\nabla \times \mathbf{H} = ik\tilde{m}^2 \mathbf{E}$; $\nabla \times \mathbf{E} = -ik\mathbf{H}$), los vectores del campo \mathbf{E} y \mathbf{H} en un medio homogéneo satisfacen la ecuación de onda vectorial

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \tilde{m}^2 \mathbf{A} = 0 \quad (\text{II.28})$$

Las soluciones de esta ecuación pueden encontrarse gracias al siguiente teorema: Si Ψ satisface la ecuación de onda escalar, los vectores \mathbf{M}_Ψ y \mathbf{N}_Ψ definidos por

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_\Psi &= \nabla \times (\mathbf{r} \Psi) \\ \tilde{m} k \mathbf{N}_\Psi &= \nabla \times \mathbf{M}_\Psi \end{aligned} \quad (\text{II.29})$$

satisfacen la ecuación de ondas vectorial y, además, se encuentran relacionados por

$$\tilde{m} k \mathbf{M}_\Psi = \nabla \times \mathbf{N}_\Psi \quad (\text{II.30})$$

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

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{M}_v + i \mathbf{N}_u \\ \mathbf{H} &= \tilde{m} (-\mathbf{M}_u + i \mathbf{N}_v) \end{aligned} \quad (\text{II.31})$$

Por lo tanto, las componentes de \mathbf{E} y \mathbf{H} pueden escribirse en términos de las soluciones escalares u y v y su primera y segunda derivadas.

En este sentido, si consideramos una onda linealmente polarizada incidiendo sobre una esfera de índice de refracción \tilde{m} , es posible obtener los campos exteriores incidentes a la esfera si se elige para u y v las siguientes funciones

$$\begin{aligned} u &= e^{i\omega t} \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n^1(\cos \theta) j_n(kr) \\ v &= e^{i\omega t} \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n^1(\cos \theta) j_n(kr) \end{aligned} \quad (\text{II.32})$$

Se ha escogido el valor $l=1$ ya que es el único valor para el cual estas series tienen soluciones elementales. La función $j_n(kr)$ es la función esférica de Bessel definida a partir de la función de Bessel de primer orden $J_{n+1/2}(kr)$. El origen del sistema de coordenadas se ha tomado en el centro de la partícula esférica con el eje z positivo en la dirección de propagación de la onda incidente, y el eje x en el plano de vibración del campo eléctrico de la onda incidente. El campo exterior a la esfera está compuesto por la onda plana incidente más la onda dispersada. De las condiciones de contorno y la ligadura impuesta por el comportamiento en el infinito, es decir, la anulación del campo, obtenemos la expresión para la onda dispersada

$$\begin{aligned} u &= e^{i\omega t} \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} (-a_n)(-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n^1(\cos \theta) h_n^{(2)}(kr) \\ v &= e^{i\omega t} \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} (-b_n)(-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n^1(\cos \theta) h_n^{(2)}(kr) \end{aligned} \quad (\text{II.33})$$

donde a_n y b_n son coeficientes a determinar. La función de Bessel esférica $h_n^{(2)}(kr)$ deriva de la función de Bessel de segunda especie $H_{n+1/2}^{(2)}(kr)$, y se elige por su carácter asintótico

$$h_n^{(2)} \sim \frac{i^{n+1}}{kr} e^{-ikr} \quad (\text{II.34})$$

Si combinamos esta última con el factor $e^{i\omega t}$ entonces representará una onda esférica saliente, tal como se requiere para una onda dispersada.

Igualmente, el campo dentro de la esfera puede representarse por

$$\begin{aligned} u &= e^{i\omega t} \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{m} c_n (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n^1(\cos \theta) j_n(\tilde{m} kr) \\ v &= e^{i\omega t} \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{m} d_n (-i)^n \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n^1(\cos \theta) j_n(\tilde{m} kr) \end{aligned} \quad (\text{II.35})$$

donde c_n y d_n son coeficientes indeterminados, y la elección de $j_n(\tilde{m} kr)$ esta basada en el hecho de que el índice de refracción es \tilde{m} y los campos son finitos en el origen.

Usando las condiciones de contorno impuestas por la continuidad de las componentes tangenciales de los campos en la superficie de la esfera ($r=a$, a radio de la esfera), obtenemos las soluciones:

$$\begin{aligned}
 a_n &= \frac{x j_n(x) \frac{\partial}{\partial y} [y j_n(y)] - \tilde{m} y j_n(y) \frac{\partial}{\partial x} [x j_n(x)]}{x h_n^{(2)}(x) \frac{\partial}{\partial y} [y j_n(y)] - \tilde{m} y j_n(y) \frac{\partial}{\partial x} [x h_n^{(2)}(x)]} \\
 b_n &= \frac{\tilde{m} x j_n(x) \frac{\partial}{\partial y} [y j_n(y)] - y j_n(y) \frac{\partial}{\partial x} [x j_n(x)]}{\tilde{m} x h_n^{(2)}(x) \frac{\partial}{\partial y} [y j_n(y)] - y j_n(y) \frac{\partial}{\partial x} [x h_n^{(2)}(x)]} \\
 c_n &= \frac{i}{x h_n^{(2)}(x) \frac{\partial}{\partial y} [y j_n(y)] - \tilde{m} y j_n(y) \frac{\partial}{\partial x} [x h_n^{(2)}(x)]} \\
 d_n &= \frac{i}{\tilde{m} x h_n^{(2)}(x) \frac{\partial}{\partial y} [y j_n(y)] - y j_n(y) \frac{\partial}{\partial x} [x h_n^{(2)}(x)]}
 \end{aligned} \tag{II.36}$$

donde $y=\tilde{m}x$, y $x=2\pi a/\lambda$ es el *parámetro de tamaño* para la esfera de radio a (nuestro elemento dispersor). Por lo que el campo en algún punto dentro o fuera de la esfera esta expresado a partir de funciones conocidas.

Si ahora nos restringimos a estudiar el campo dispersado a gran distancia de la esfera, sustituimos $h_n^{(2)}(kr)$ por su expresión asintótica, por lo que la onda dispersada será

$$\begin{aligned}
 u &= \frac{-i}{kr} e^{-ikr+i\omega t} \cos(\varphi) \sum_{n=1}^{\infty} a_n \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n^1(\cos\theta) \\
 v &= \frac{-i}{kr} e^{-ikr+i\omega t} \sin(\varphi) \sum_{n=1}^{\infty} b_n \frac{2n+1}{n(n+1)} P_n^1(\cos\theta)
 \end{aligned} \tag{II.37}$$

Usando las ecuaciones II.29, II.30 y II.31 obtenemos las componentes tangenciales del campo:

$$\begin{aligned}
 E_\theta = H_\varphi &= \frac{-i}{kr} e^{-ikr+i\omega t} \cos\varphi S_2(\theta) \\
 -E_\varphi = H_\theta &= \frac{-i}{kr} e^{-ikr+i\omega t} \sin\varphi S_1(\theta)
 \end{aligned} \tag{II.38}$$

donde $S_1(\theta)$ y $S_2(\theta)$ son las *funciones amplitud*, que dependerán del índice de refracción, el parámetro de tamaño y el ángulo de dispersión. Estas funciones vienen dadas por

$$\begin{aligned}
 S_1(\theta) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\cos\theta) + b_n \tau_n(\cos\theta)] \\
 S_2(\theta) &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n(\cos\theta) + a_n \tau_n(\cos\theta)]
 \end{aligned} \tag{II.39}$$

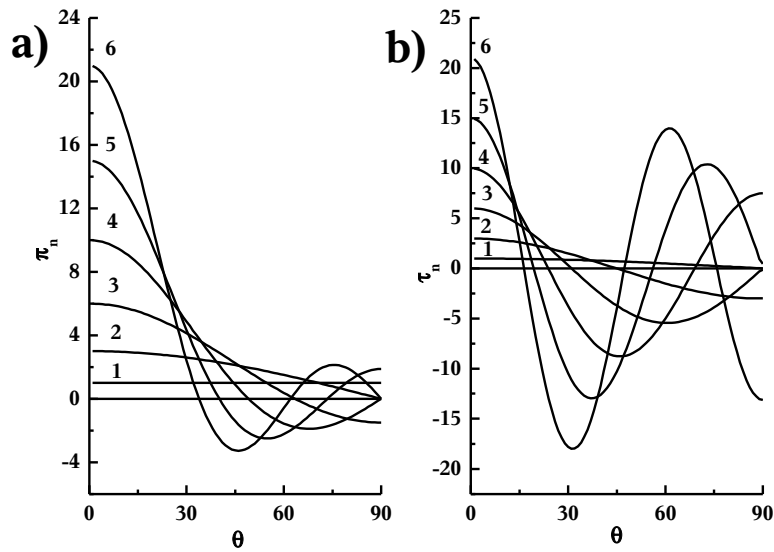


Figura II.2 Funciones π_n (a) y τ_n (b) para $n=1$ a 6.

donde (figura II.2)

$$\begin{aligned} \pi_n(\cos\theta) &= \frac{1}{\sin\theta} P_n^1(\cos\theta) \\ \tau_n(\cos\theta) &= \frac{d}{d\theta} P_n^1(\cos\theta) \end{aligned} \tag{II.40}$$

La situación obtenida es la mostrada en la figura II.3. Para nuestro estudio del campo de radiación necesitaremos, más que la forma de las ondas electromagnéticas, sus intensidades. La intensidad de una onda viene dada por el modulo al cuadrado de su amplitud. Así,

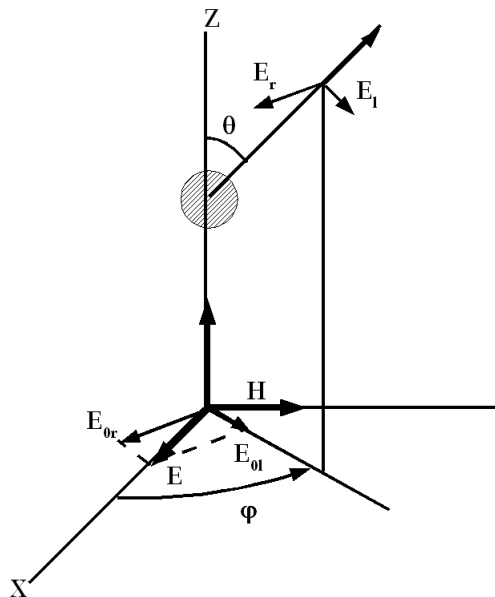


Figura II.3 Descomposición de los vectores eléctricos de las ondas incidente y dispersada.

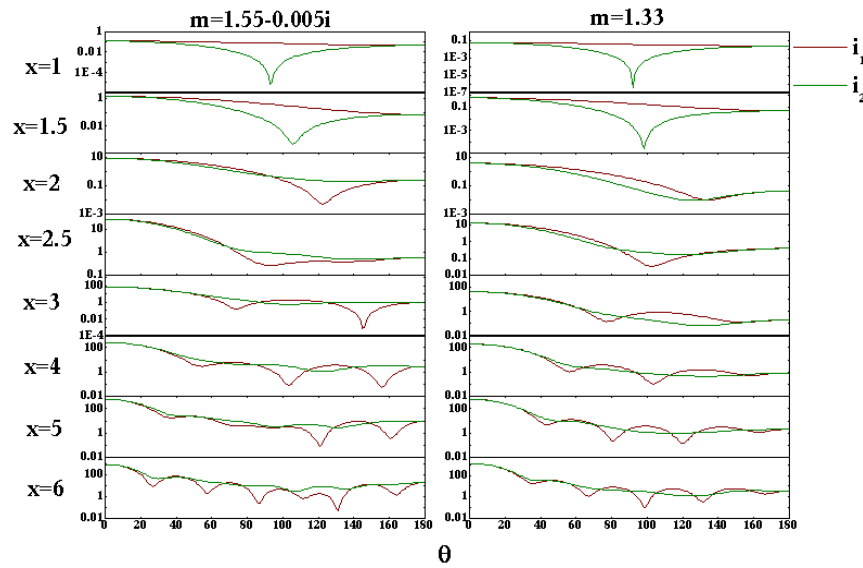


Figura II.4 Funciones de intensidad i_1 y i_2 para los índices de refracción $1.49-0.005i$ y 1.33 y distintos parámetros de tamaño.

definiremos las siguientes funciones intensidad de la onda (figura II.4), las cuales nos ayudaran a conocer el campo de radiación

$$i_1 = |S_1(\theta)|^2, \quad i_2 = |S_2(\theta)|^2 \quad (II.41)$$

Por lo tanto, la densidad de flujo dispersado por una partícula en \mathbf{r} , estando la radiación incidente polarizada un ángulo φ , será:

$$F(\mathbf{r}) = \frac{F_0}{k^2 r^2} (i_2(\theta) \cos^2 \varphi + i_1(\theta) \sin^2 \varphi) \quad (II.42)$$

Dado que estamos describiendo la interacción de la radiación con una partícula, tiene más sentido hablar de sección eficaz de dispersión que de coeficiente de dispersión. Por lo tanto, de la definición de la función de redistribución, el producto $\sigma_{0,p} \mathcal{R}(\lambda', \mathbf{n}'; \lambda, \mathbf{n})^I$ describe la distribución angular de la radiación dispersada, y como sección eficaz viene especificada por la energía dispersada por unidad de tiempo en un ángulo sólido y en una dirección dada, por unidad de flujo incidente. Así pues

$$\sigma_{0,p} \mathcal{R}(\lambda', \mathbf{k}'; \lambda, \mathbf{n}) = \frac{F(\mathbf{r}) 4\pi r^2}{F_0} \delta(\lambda - \lambda') \quad (II.43)$$

donde se ha tenido en cuenta que la propagación de la radiación incidente es a lo largo del eje z (vector unitario \mathbf{k}) del sistema de coordenadas centrado en la partícula dispersora. Teniendo en cuenta la definición del perfil de absorción de dispersión (II.13) y que la sección eficaz de dispersión viene dada por $\sigma_p(\lambda') = \sigma_{0,p} \phi(\lambda')$, resulta

1 Con el subíndice p distinguiremos entre sección eficaz de extinción, absorción o dispersión y coeficiente de extinción absorción o dispersión, respectivamente.

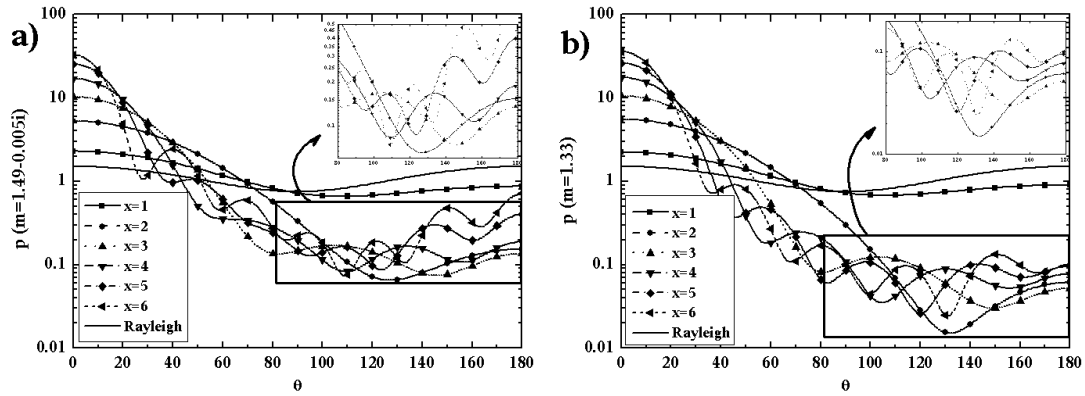


Figura II.5: Funciones de fase para los índices de refracción a) 1.49-0.005i y b) 1.33 y distintos parámetros de tamaño.

$$\sigma_p(\lambda) = \frac{1}{k^2} \oint (i_2(\theta) \cos^2 \varphi + i_1(\theta) \sin^2 \varphi) d\Omega \quad (\text{II.44})$$

Haciendo uso de II.20 y II.43 resulta que la función de fase para la partícula $p_a(\lambda, \mathbf{k}', \mathbf{n})$ (figura II.5), donde el subíndice a denota que es la función de fase de una partícula de radio a , vendrá dada por

$$p_a(\lambda, \mathbf{k}', \mathbf{n}) = 4\pi \frac{i_2(\theta) \cos^2(\varphi) + i_1(\theta) \sin^2(\varphi)}{k^2 \sigma_p(\lambda)} \quad (\text{II.45})$$

Es habitual relacionar las secciones eficaces de extinción, absorción y dispersión con la sección eficaz geométrica, para lo cual se introducen los factores de eficiencia de extinción, absorción y dispersión respectivamente (figura II.6) (van de Hulst, 1981)

$$Q_{ext}(\lambda, a) = \frac{\chi_p(\lambda)}{\pi a^2}, \quad Q_{abs}(\lambda, a) = \frac{\kappa_p(\lambda)}{\pi a^2}, \quad Q_{sca}(\lambda, a) = \frac{\sigma_p(\lambda)}{\pi a^2} \quad (\text{II.46})$$

Estos coeficientes son adimensionales, y se pueden interpretar como la efectividad con la que la partícula interacciona con la radiación.

Si nuestro medio contiene N partículas por unidad de volumen, y manteniendo la hipótesis de que las distancias entre ellas son mucho mayores que su radio, entonces la radiación dispersada por unidad de volumen en una dirección es simplemente N veces la de una partícula individual. Por lo tanto, el coeficiente de extinción vendrá dado por:

$$\chi(\mathbf{r}, \lambda) = N \sigma_p(\lambda) = N \pi a^2 Q_{ext}(\lambda, a) \quad (\text{II.47})$$

Además, si en nuestro medio tenemos partículas con diferente radio, con un número de partículas por unidad de volumen con radio entre a y $a+da$ dado por $n(a)da$, entonces:

$$\chi(\mathbf{r}, \lambda) = \int_0^\infty Q_{ext}(\lambda, a) n(a) \pi a^2 da \quad (\text{II.48})$$

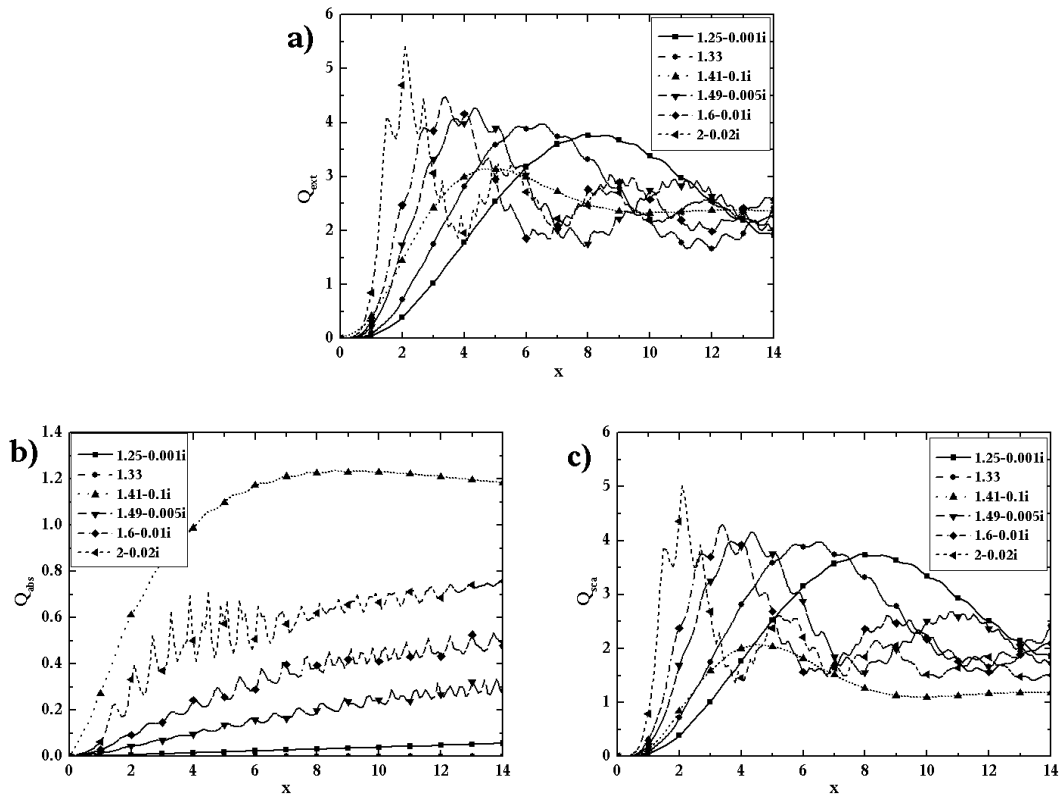


Figura II.6 Factores de eficiencia de extinción (a), absorción (b), y dispersión (c) para varios índices de refracción.

y de manera similar pueden expresarse los coeficientes de absorción y dispersión. En cambio, para la función de fase, si el medio solo está compuesto de un tipo de partículas no cambia con respecto a la de una partícula individual, pero para la de un medio con partículas de diferente tamaño viene dada por

$$p(\lambda, \mathbf{k}', \mathbf{n}) = \frac{1}{\sigma(\mathbf{r}, \lambda)} \int_0^\infty Q_{sca}(\lambda, a) p_a(\lambda, \mathbf{k}', \mathbf{n}) n(a) \pi a^2 da \quad (\text{II.49})$$

En el caso de que la onda incidente no estuviera polarizada, y las dos vibraciones del campo fueran incoherentes, la densidad de flujo saliente resultante vendría dado por

$$F(\mathbf{r}) = \frac{F_0}{2k^2 r^2} (i_2(\theta) + i_1(\theta)) \quad (\text{II.50})$$

estando la onda saliente, como sería de esperar, parcialmente polarizada, bien paralela o perpendicularmente al plano de dispersión, pudiendo ya obtener las nuevas secciones eficaces y función de fase a partir de la sustitución de esta densidad de flujo (II.50) en II.43.

$$\begin{aligned} \sigma_p(\lambda') &= \frac{1}{2k^2} \oint (i_2(\theta) + i_1(\theta)) d\Omega \\ p_a(\lambda, \mathbf{k}', \mathbf{n}) &= 2\pi \frac{i_2(\theta) + i_1(\theta)}{k^2 \sigma_p(\lambda)} \end{aligned} \quad (\text{II.51})$$

Como se ha considerado para este análisis una onda de una longitud de onda y una partícula de radio determinados, no se han puesto de modo explícito las dependencias en las funciones intensidad ni de las funciones amplitud. La dependencia de estas funciones es:

$$i=i(a, \lambda, \mathbf{n}', \mathbf{n}) \quad , \quad S=S(a, \lambda, \mathbf{n}', \mathbf{n}) \quad (\text{II.52})$$

La dependencia del radio del elemento dispersor y la longitud de onda se reduce a una dependencia en el parámetro de tamaño $x=2\pi a/\lambda$. Además debido al sistema de coordenadas elegido la dependencia de las direcciones del haz incidente y el haz dispersado ha quedado reducida al ángulo θ , con el que sale la onda dispersada. Este ángulo, θ , corresponde con el ángulo de dispersión, Θ , dado por $\mathbf{n}' \cdot \mathbf{n} = \mathbf{k}' \cdot \mathbf{n} = \cos \Theta$. Esta elección del sistema de coordenadas se ha hecho por simplificación. Si nuestro sistema hubiera sido elegido tal que la dirección de propagación de la onda incidente estuviera dado por cualquier vector \mathbf{n}' , el resultado hubiera sido el mismo, sin más que cambiar el ángulo θ , por el ángulo de dispersión, Θ , que vendría dado por:

$$\cos(\Theta) = \cos(\theta) \cdot \cos(\theta') + \sin(\theta) \cdot \sin(\theta') \cdot \cos(\varphi - \varphi') \quad (\text{II.53})$$

donde (θ, φ) son las coordenadas angulares del haz incidente y (θ', φ') son las del haz dispersado.

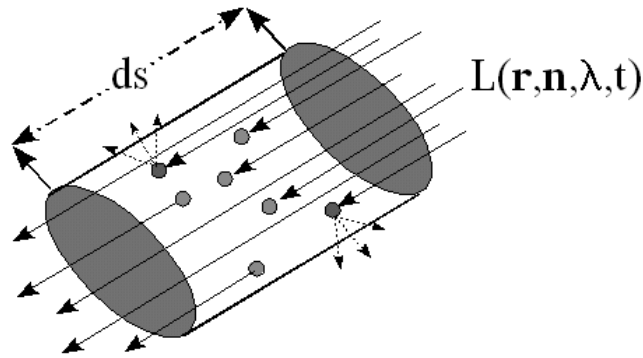
II.3 ECUACIÓN DE TRANSFERENCIA RADIATIVA

Consideraremos ahora el problema del transporte radiativo. Elegimos un sistema de coordenadas inercial y examinamos el flujo de energía a través de un elemento de volumen fijo en un intervalo de tiempo definido. Consideramos que el campo de radiación es dependiente del tiempo. Calculamos entonces la energía en un intervalo de longitud de onda $d\lambda$ que pasa en un tiempo dt a través del elemento de volumen de longitud ds y sección dS orientado normal al haz radiante en dirección \mathbf{n} en el ángulo sólido $d\Omega$ (figura II.7). La diferencia entre la cantidad de energía que sale (en la posición $\mathbf{r}+d\mathbf{r}$ en $t+dt$) y la incidente (en \mathbf{r} y t) tiene que ser igual a la cantidad producida por emisión por el material en el volumen menos la cantidad absorbida. Esto es (Mihalas, 1978):

$$\begin{aligned} & [L(\mathbf{r}+d\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t+dt) - L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t)] dS d\Omega d\lambda dt \\ & = [\eta(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) - \chi(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t)] ds dS d\Omega d\lambda dt \end{aligned} \quad (\text{II.54})$$

Por otro lado $L(\mathbf{r}+d\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t+dt)$ esta dada por

$$\begin{aligned} L(\mathbf{r}+d\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t+dt) &= L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) + \frac{dL}{ds} \\ &= L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) + \left[c^{-1} \left(\frac{\partial L}{\partial t} \right) + \left(\frac{\partial L}{\partial s} \right) \right] ds \end{aligned} \quad (\text{II.55})$$



$$L(\mathbf{r}+d\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t+dt)$$

Figura II.7 Elemento de volumen atenuando y emitiendo.

donde se ha tenido en cuenta que $ds/dt=c$. Por lo que sustituyendo en la expresión II.54, obtenemos la *ecuación de transferencia radiativa*, que nos describe como es el campo de radiación en cualquier punto

$$\left[c^{-1} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) + \left(\frac{\partial}{\partial s} \right) \right] L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) = \eta(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) - \chi(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) \quad (II.56)$$

Si expresamos la derivada en s en términos de una sistema de coordenadas ortogonal, por ejemplo el sistema cartesiano, y reescribimos la ecuación de transferencia radiativa de forma completa queda

$$\left[c^{-1} \left(\frac{\partial}{\partial t} \right) + (\mathbf{n} \cdot \nabla) \right] L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) = \eta(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) - \chi(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) \quad (II.57)$$

En el caso de que consideremos que no existe dependencia temporal tendremos

$$(\mathbf{n} \cdot \nabla) L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda) = \eta(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda) - \chi(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda) L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda) \quad (II.58)$$

Además, en una atmósfera plano-paralela d/dx y d/dy son idénticamente cero y $n_z=(dz/ds)=\cos\theta=\mu$, entonces:

$$\mu \frac{\partial L(z, \mathbf{n}, \lambda)}{\partial z} = \eta(z, \mathbf{n}, \lambda) - \chi(z, \mathbf{n}, \lambda) L(z, \mathbf{n}, \lambda) \quad (II.59)$$

Esta ecuación es la ecuación “estándar” de transferencia radiativa en los modelos de atmósferas plano-paralelas. La coordenada z aumenta conforme se asciende en la atmósfera. Para medios estáticos con dispersión, la especificación de (z, \mathbf{n}) de χ puede reducirse a (z) , la cual corresponde a la situación que nos ocupa.

Si llamamos $d\tau(\mathbf{r}, \lambda, t) = -\chi(\mathbf{r}, \lambda, t) ds$, podemos definir el *espesor óptico*, que viene dado por la integral del coeficiente de absorción a lo largo del camino recorrido por la radiación, como (Mihalas, 1978):

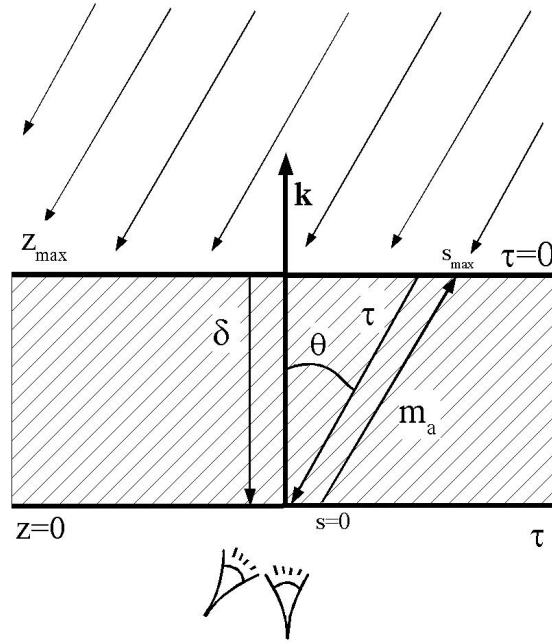


Figura II.8. Relación entre el espesor óptico y profundidad óptica en una atmósfera plano-paralela.

$$\tau(\mathbf{r}, \lambda, t) = - \int_{s_{\max}}^s \chi(\mathbf{r}, \lambda, t) ds \quad (\text{II.60})$$

El signo negativo se ha introducido para que el espesor óptico aumente a medida que se penetra en el medio partiendo de cero en la superficie del medio más lejana al observador ($s=s_{\max}$), y ofrece una medida de a qué profundidad puede “ver” un observador (Mihalas, 1978). Recordando que χ^{-1} es el recorrido libre medio de un fotón, entonces $\tau(\mathbf{r}, \lambda, t)$ es justamente el número de caminos libres medios de un fotón de longitud de onda λ a lo largo de la línea de visión que va de s_{\max} a s (figura II.8).

También definimos la *función fuente* como la razón del coeficiente de emisión total con respecto al coeficiente de extinción (Mihalas, 1978)

$$S(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) = \frac{\eta(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t)}{\chi(\mathbf{r}, \lambda, t)} \quad (\text{II.61})$$

La función fuente expresa cuánta energía se emite en el recorrido libre medio de un fotón. En el caso de T.E. estricto (sin procesos de dispersión) $S_\lambda = B_\lambda$ (expresión II.9). Si consideramos L.T.E., pero existen procesos de dispersión en el medio, resulta que utilizando la separabilidad entre procesos de absorción y procesos de dispersión, la función fuente puede expresarse como

$$S(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) = \frac{\kappa(\mathbf{r}, \lambda, t)}{\chi(\mathbf{r}, \lambda, t)} B_\lambda [T(\mathbf{r}, t)] + \frac{\eta^s(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t)}{\chi(\mathbf{r}, \lambda, t)} \quad (\text{II.62})$$

Definiremos también el *albedo de dispersión simple*, $\omega_0(\mathbf{r}, \lambda, t)$, como la razón entre los coeficientes de dispersión y de extinción, el cual nos da cuenta de la importancia de la

dispersión frente a la absorción. En el caso de dispersión coherente la función fuente vendrá dada por

$$S(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) = (1 - \omega_0(\mathbf{r}, \lambda, t)) B_\lambda [T(\mathbf{r}, t)] + \omega_0(\mathbf{r}, \lambda, t) \oint L(\mathbf{r}, \mathbf{n}, \lambda, t) p(\lambda, \mathbf{n}', \mathbf{n}) \frac{d\Omega'}{4\pi} \quad (\text{II.63})$$

y en el caso de que la radiación sea también isotrópica

$$S(\mathbf{r}, \lambda, t) = (1 - \omega_0(\mathbf{r}, \lambda, t)) B_\lambda [T(\mathbf{r}, t)] + \omega_0(\mathbf{r}, \lambda, t) J(\mathbf{r}, \lambda, t) \quad (\text{II.64})$$

Volviendo a la ecuación de transferencia radiativa, bajo la consideración de independencia temporal y utilizando las definiciones de espesor óptico y función fuente, podemos escribir

$$\frac{\partial L(\tau_{r,\lambda}, \mathbf{n}, \lambda)}{\partial \tau_{r,\lambda}} = L(\tau_{r,\lambda}, \mathbf{n}, \lambda) - S(\tau_{r,\lambda}, \mathbf{n}, \lambda) \quad (\text{II.65})$$

La solución formal de esta ecuación viene dada por:

$$L(\tau_2, \mathbf{n}, \lambda) = L(\tau_1, \mathbf{n}, \lambda) e^{-(\tau_2 - \tau_1)} + \int_{\tau_1}^{\tau_2} S(\tau', \mathbf{n}, \lambda) e^{-(\tau' - \tau_1)} d\tau' \quad (\text{II.66})$$

que en el caso de que la función fuente sea nula, es decir, el medio solo atenúa, tenemos la conocida como *ley de Beer-Lambert-Bouguer* (Liou, 1980)

$$L(\tau_2, \mathbf{n}, \lambda) = L(\tau_1, \mathbf{n}, \lambda) e^{-(\tau_2 - \tau_1)} \quad (\text{II.67})$$

Esta ecuación pone de manifiesto que la disminución de la radiación transmitida, en un medio atenuante, sigue una ley de tipo exponencial, es decir, cuando la radiación haya recorrido un camino igual a χ^{-1} la radiancia habrá disminuido un factor e . A partir de la definición de la densidad de flujo vemos que esta ley se cumple con la misma forma matemática para la densidad de flujo (y, por tanto, igualmente para la irradiancia y la emitancia) por no tener carácter direccional

$$F(\tau_2, \lambda) = F(\tau_1, \lambda) e^{-(\tau_2 - \tau_1)} \quad (\text{II.68})$$

Se define, entonces, la *transmisividad del medio*, T_λ , como el cociente entre la radiación incidente y la radiación transmitida, que en la situación anterior viene dada por la exponencial de la ley de Beer-Lambert-Bouguer. Este parámetro establece cuánta energía es capaz de atravesar el medio.

En la situación en la que entre la fuente y el observador la radiación no sufra ningún proceso de extinción y no existan fuentes, entonces $\partial L / \partial \tau = 0$, es decir, la radiancia es constante a lo largo de todo el camino, lo que verifica la invariancia espacial de la radiancia.

Por otro lado, de modo semejante a como definimos el espesor óptico se define la *profundidad óptica* como (Liou, 1980):

$$\delta(\lambda, t) = \int_z^{z_{max}} \chi(z, \lambda, t) dz \quad (\text{II.69})$$

En este sentido, la profundidad óptica es el espesor óptico en el caso de que la observación sea según el eje z del sistema de coordenadas ($s=z$, $\tau(z, \lambda, t) = \delta(\lambda, t)$). Esta definición nos permite comparar observaciones realizadas sobre un medio con incidencias de la radiación a distintos \mathbf{n} conociendo la relación entre el espesor óptico y la profundidad óptica. Para conocer la relación entre el espesor óptico y la profundidad óptica en incidencias distintas a las de \mathbf{k} , introducimos las magnitudes *masa óptica absoluta* y *masa óptica relativa* (Iqbal, 1983). La masa óptica absoluta da cuenta de la cantidad de materia que la radiación tiene que atravesar para llegar al observador (figura II.8), y viene dada por el producto de la densidad del medio por la longitud del camino recorrido por la radiación, es decir, es la masa en la columna por unidad de área

$$m_a(t) = \int_s^{s_{max}} \rho(\mathbf{r}, t) ds \quad (\text{II.70})$$

Notemos que esta masa óptica se define desde el observador a la fuente, es decir, en sentido contrario al del espesor óptico. Por otro lado, la masa óptica relativa se define como la proporción entre la masa óptica absoluta y la masa óptica que tendríamos si la incidencia tuviera lugar según la dirección de \mathbf{k} . Así:

$$m_r(t) = \frac{\int_s^{s_{max}} \rho(\mathbf{r}, t) ds}{\int_z^{z_{max}} \rho(z, t) dz} \quad (\text{II.71})$$

La masa óptica relativa es un factor puramente geométrico que relaciona la dirección de incidencia de la radiación con la dirección en el eje z .

En el caso de que tengamos un medio con un solo tipo de partícula, haciendo uso de que la densidad es el número de partículas por la masa de dicha partícula y que la sección eficaz de la partícula no depende de la posición en la que se encuentre, resulta

$$m_r(t) = \frac{\int_{s_{max}}^s m_p N(\mathbf{r}, t) ds}{\int_{z_{max}}^z m_p N(z, t) dz} = \frac{\int_{s_{max}}^s \chi_p(\lambda, t) m_p N(\mathbf{r}, t) ds}{\int_{z_{max}}^z \chi_p(\lambda, t) m_p N(z, t) dz} = \frac{\tau(\mathbf{r}, \lambda, t)}{\delta(\lambda, t)} \quad (\text{II.72})$$

Por lo tanto, vemos que el espesor óptico viene dado por el producto de la masa óptica relativa y la profundidad óptica.

Si el medio esta compuesto por subcapas, cada una de ellas con un tipo de partículas, es decir, esta estratificado, el espesor óptico puede expresarse también como la suma de los términos debidos a cada una de las subcapas

$$\begin{aligned} \tau(\mathbf{r}, \lambda, t) &= \sum_i \tau_i(\mathbf{r}, \lambda, t) = \sum_i m_{ri}(t) \delta_i(z, \lambda, t) \\ &= m_r(t) \delta(\lambda, t) = m_r(t) \sum_i \delta_i(\lambda, t) \end{aligned} \quad (\text{II.73})$$

donde la masa óptica relativa total vendrá dada por

$$m_r(t) = \sum_i \frac{1}{\sum_j \frac{\delta_j(\lambda, t)}{\delta_i(\lambda, t)}} m_{ri}(t) \quad (\text{II.74})$$

Si no existe estratificación la relación se complica.

La ventaja de la masa óptica relativa, a partir de ahora simplemente masa óptica, frente a otras magnitudes que pudieran dar una relación más simple entre el espesor y la profundidad óptica, es de origen práctico, ya que la masa óptica se puede determinar relativamente con mayor facilidad, salvo, por supuesto, en los medios materiales externos a la Tierra (estrellas, medio interestelar).

En el caso de atmósferas plano-paralelas donde el medio sea homogéneo y no refractivo, la masa óptica viene dada por el factor $1/\mu$, por lo que entonces tenemos

$$\tau(\mathbf{r}, \lambda, t) = \frac{1}{\mu} \delta(\lambda, t) \quad (\text{II.75})$$

Esta relación, en la situación de atmósferas plano-paralelas homogéneas y no refractivas, es consistente con la ecuación estándar de transferencia radiativa, por lo que en dicha situación tendremos

$$\mu \frac{\partial L(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda)}{\partial \delta_\lambda} = L(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) - S(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) \quad (\text{II.76})$$

II.4 LA ATMÓSFERA TERRESTRE

La atmósfera es la envolvente de gases que rodean la Tierra. Además de gases se encuentran en ella pequeñas partículas sólidas y líquidas, que constituyen el aerosol atmosférico. Estos gases y partículas interactúan con la radiación solar, por lo que se hace necesario conocer la estructura y composición de la atmósfera para definir las regiones asociadas con la absorción y dispersión de la radiación solar.

La atmósfera puede dividirse convencionalmente en varias capas horizontales bastante bien delimitadas. Esta división vertical se puede hacer siguiendo diferentes criterios, como son la composición química o la distribución de la temperatura. Si utilizamos la composición química, puede dividirse en dos capas: la *homosfera*, por debajo de 80-90 km, en la que la composición química es esencialmente constante (excepto para algunos gases traza) debido a la mezcla que producen la turbulencia y convección; y la *heterosfera*, por encima de los 90 km, caracterizada por la ausencia de movimientos turbulentos, por lo que no se produce mezcla y la composición química varía con la altura.

La tabla II.1 muestra la composición del aire limpio en la homosfera. En ella incluimos por un lado los denominados constituyentes permanentes y por otro los variables. Como

Tabla II.1. Composición de la atmósfera U.S. Estándar 1976 (Liou, 1980).

<i>Constituyentes Permanentes</i>		<i>Constituyentes Variables</i>	
<i>Constituyentes</i>	<i>%Volumen</i>	<i>Constituyentes</i>	<i>%Volumen</i>
Nitrógeno (N ₂)	78.084	Vapor de agua (H ₂ O)	0-0.4
Oxígeno (O ₂)	20.948	Ozono (O ₃)	0-12 x 10 ⁻⁴
Argón (Ar)	0.934	Dióxido de azufre (SO ₂)	0.001 x 10 ⁻⁴
Dióxido de carbono (CO ₂)	0.036	Dióxido de nitrógeno (NO ₂)	0.001 x 10 ⁻⁴
Neón (Ne)	18.18 x 10 ⁻⁴	Amoniaco (NH ₃)	0.004 x 10 ⁻⁴
Helio (He)	5.24 x 10 ⁻⁴	Óxido nítrico (NO)	0.0005 x 10 ⁻⁴
Kriptón (Kr)	1.14 x 10 ⁻⁴	Ácido sulfídrico (H ₂ S)	0.00005 x 10 ⁻⁴
Xenón (Xe)	0.089 x 10 ⁻⁴	Ácido nítrico (HNO ₃)	Traza
Hidrógeno (H ₂)	0.5 x 10 ⁻⁴	Clorofluorocarbonados	Traza
Metano (CH ₄)	1.7 x 10 ⁻⁴	(CFCl ₃ , CF ₂ Cl ₂ ,	
Óxido nitroso (N ₂ O)	0.3 x 10 ⁻⁴	CH ₃ CCl ₃ , CCl ₄ , etc.)	
Monóxido de carbono (CO)	0.08 x 10 ⁻⁴		

podemos observar, sus principales constituyentes son el nitrógeno y el oxígeno moleculares. El ozono (O₃) es un ejemplo de componente variable que se halla concentrado principalmente entre los 15-30 km, con un máximo de concentración a los 25 km, aproximadamente. Esta capa se denomina *ozonósfera*. En las proximidades de la superficie terrestre pueden tener lugar también variaciones del contenido de dióxido de carbono (CO₂).

Como vemos en la tabla II.1 el vapor de agua se incluye en el grupo de componentes variables. De hecho puede estar presente en el gas atmosférico en proporciones variables que pueden alcanzar hasta un 4 por ciento en volumen. Una característica singular del agua es que en las condiciones típicas de la atmósfera terrestre puede presentarse en fase sólida y líquida además de en fase vapor. Hay que indicar que la distribución del vapor de agua es extremadamente variable en el tiempo y en el espacio, pero normalmente su proporción de mezcla disminuye con la altura. El vapor de agua ejerce una influencia directa sobre las características de tamaño de las partículas atmosféricas higroscópicas. Los procesos de precipitación del agua líquida o de los cristales de hielo son fundamentales para la eliminación de las partículas atmosféricas.

En la heterosfera, caracterizada por una disminución del peso molecular medio con la altura, se produce una separación por difusión y los gases más ligeros tienden a concentrarse en las capas superiores mientras que los más pesados se acumulan en las inferiores. Así podemos diferenciar cuatro capas principales (desde la más interna a la más externa): una de nitrógeno molecular (N₂), otra de oxígeno atómico (O), otra de Helio (He) y una última, la más lejana de la superficie, de hidrógeno atómico (H). Además, en la heterosfera, los efectos de la fotodisociación son importantes, haciendo que el oxígeno molecular (O₂) disminuya conforme aumenta la altura, aumentando así la concentración de oxígeno atómico. Igualmente, el nitrógeno molecular sufre también procesos de disociación, pero con mayor dificultad, por lo que la concentración de nitrógeno atómico (N) es muy pequeña. Por ello, por encima de los 60 km, hay un incremento de la cantidad relativa de electrones y de iones

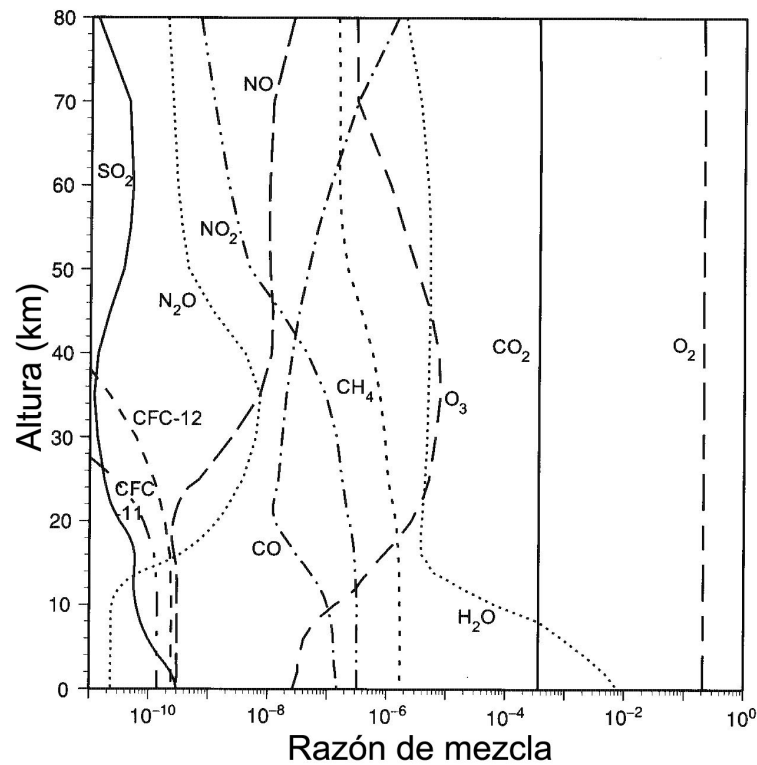


Figura II.9 Perfil vertical de las proporciones de mezcla de alguna de las especies atmosféricas para condiciones típicas de latitudes medias (Liou, 1980).

cargados positivamente. La figura II.9 muestra un perfil de las proporciones de mezcla de algunas de las especies atmosféricas para condiciones típicas de latitudes medias.

Si para la división vertical de la atmósfera utilizamos el gradiente vertical de la temperatura, encontramos 4 capas: la *troposfera*, la *estratosfera*, la *mesosfera* y la *termosfera*. La parte más alta de estas capas, que limita cada capa con la siguiente, se denominan: *tropopausa*, *mesopausa* y *termopausa*, respectivamente. Esta división se realiza atendiendo al cambio de signo del gradiente vertical de la temperatura (figura II.10).

Tenemos que señalar que la región de estudio de nuestro trabajo será fundamentalmente la región troposférica, aunque haremos algunas consideraciones sobre la región adyacente, la estratosfera.

La troposfera es la capa inferior de la atmósfera, extendiéndose hasta una altura de unos 10 km. Es la zona donde los fenómenos meteorológicos y la turbulencia atmosférica son más acusados, y contiene el 75% de la masa gaseosa o total molecular de la atmósfera y prácticamente todo el vapor de agua y el aerosol atmosférico. En esta capa la temperatura sufre un descenso general con la altura en promedio de unos $6.5^\circ\text{C}/\text{km}$. Este descenso tiene lugar debido a que el aire es compresible y su densidad disminuye con la altura, lo que permite que el aire que se eleva se expanda y, por lo tanto, se enfríe. Además, la troposfera se calienta principalmente mediante una transferencia turbulenta de calor desde la superficie, y no por la absorción de la radiación. En la mayoría de los lugares la troposfera suele culminar con un nivel de inversión de la temperatura (es decir, una capa de aire relativamente cálido

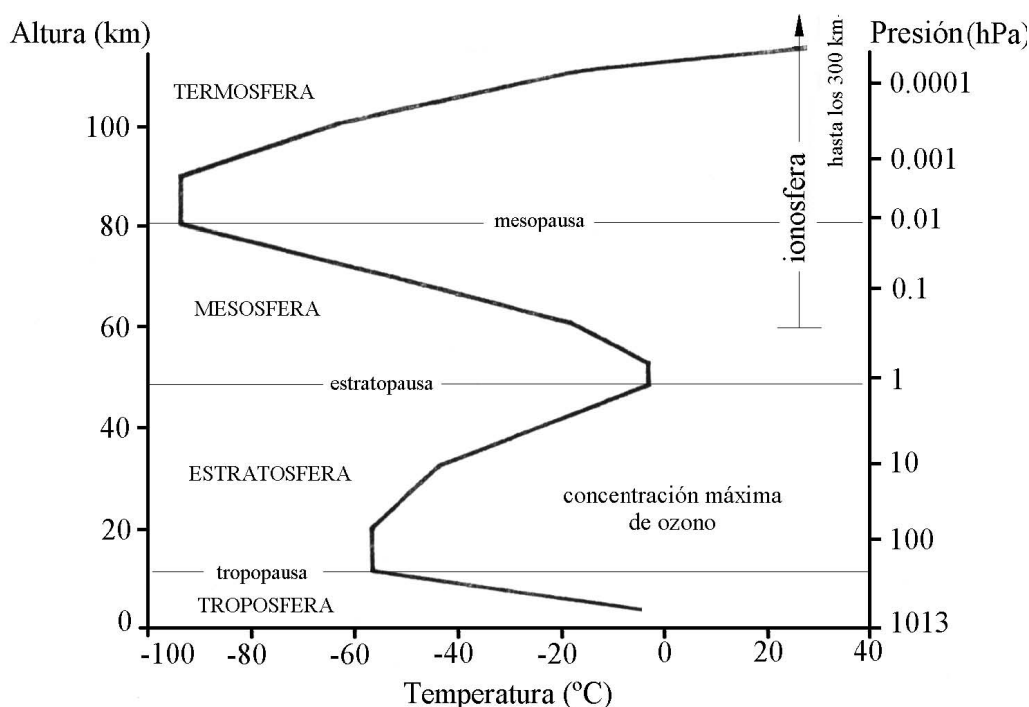


Figura II.10. Perfil vertical de temperaturas (Casas and Alarcón, 1999).

por encima de uno más frío) y en otros con una zona que es isoterma con la altura. Por lo tanto, la troposfera permanece en gran parte separada de la capa superior, dado que la inversión actúa como una “tapadera” que limita con gran eficacia la convección. Este nivel de inversión o techo meteorológico corresponde con la tropopausa. Su altura no es constante ni en el espacio ni en el tiempo. La altura en cualquier punto esta correlacionada con la temperatura y la presión al nivel del mar, que a su vez están relacionadas con los factores de latitud, estación y cambios diarios en la presión de superficie. Existen acusadas variaciones en la altura de la tropopausa relacionadas con la latitud, desde unos 16 km en el ecuador, donde hay un gran calentamiento y turbulencia convectiva vertical, a 8 km o menos en los polos.

Por otro lado, la subcapa en contacto con la superficie terrestre, entre 1 o 2 km, difiere del resto de la troposfera. En esta subcapa los movimientos turbulentos son muy importantes debido a la influencia del terreno, por sus irregularidades, y a la diferencia de temperatura entre el día y la noche. A esta capa se le denomina *capa límite planetaria*.

La segunda capa principal de la atmósfera es la estratosfera, que se extiende hacia arriba desde la tropopausa hasta unos 50 km, donde a diferencia de la troposfera, la temperatura aumenta con la altitud. A pesar de que la estratosfera contiene gran cantidad del total del ozono atmosférico, las temperaturas máximas asociadas con la absorción de la radiación solar ultravioleta por parte del ozono se dan en la estratopausa, donde la temperatura puede sobrepasar los 0°C debido a que la densidad de aire es mucho menor, por lo que incluso una absorción limitada produce un gran incremento de la temperatura. Esto dificulta los movimientos verticales debido a que las capas más frías son más densas, de manera que prácticamente sólo se dan desplazamientos horizontales.

El límite superior de la estratosfera, llamado estratopausa, da paso a la mesosfera, que llega hasta los 90 km de altitud. En esta capa la temperatura disminuye con la altura. Por encima de esta altura y extendiéndose varios cientos de kilómetros está la termosfera, donde los rangos de temperatura van desde 500 K hasta 2000 K, dependiendo del nivel de actividad solar. La región más externa de la atmósfera sobre la termosfera, es llamada exosfera, que es básicamente isotérmica.

También podríamos hacer una división vertical según las propiedades eléctricas, aunque este criterio más bien nos permite definir una zona de gran importancia como es la *ionosfera*. Esta no es propiamente una capa, sino que es una zona en la media y alta atmósfera con una gran concentración de iones, surgidos por los efectos de la fotodisociación producidos por la radiación ultravioleta. El límite inferior de esta zona está a unos 60 km de la superficie terrestre, y se extiende hasta la cima de la atmósfera. Por lo tanto, la mayor parte de la ionosfera coincide con la termosfera.

II.4.1 ATENUACIÓN EN LA ATMÓSFERA TERRESTRE

En la atmósfera terrestre los procesos que producen atenuación de la radiación son principalmente la dispersión y la absorción. La dispersión que se produce en la atmósfera terrestre está producida fundamentalmente por las moléculas de aire y las partículas del aerosol. La dispersión de moléculas es la responsable del color azul del cielo en condiciones extremadamente limpias, mientras que la dispersión producida por las partículas del aerosol da al cielo un color blancuzco, y se produce, salvo en contadas ocasiones, en la troposfera. Esta dispersión no se produce una sola vez, si no que la radiación después de sufrir un proceso de dispersión puede tener otros procesos de dispersión antes de alcanzar la superficie terrestre (*dispersión múltiple*).

En tanto que la dispersión se puede expresar como una función continua de la longitud de onda, la absorción debida a los gases atmosféricos es un proceso selectivo y no actúa por

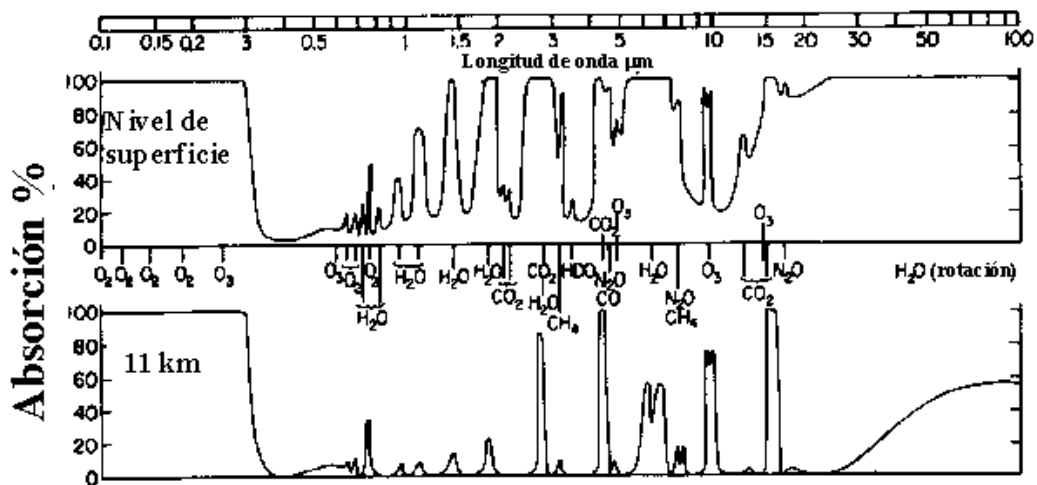


Figura II.11. Espectro de absorción atmosférica a nivel de superficie (arriba) y en la tropopausa (abajo) (Goody and Young, 1989).

igual en todas las longitudes de onda (figura II.11). Los principales absorbentes de la radiación solar en la atmósfera terrestre son el N_2 , O_2 , O_3 y el vapor de agua. También son importantes el CO_2 , NO_2 , CH_4 , CO , H_2SO_4 , y en menor medida otros óxidos de nitrógeno y algunas combinaciones de hidrocarburos. A continuación comentaremos la situación de las principales bandas de absorción.

El oxígeno y nitrógeno atómicos absorben de forma continua los rayos X y las longitudes de onda hasta $0.085 \mu m$. Dado que estos absorbentes se encuentran principalmente en la heterosfera, ninguna radiación con longitud de onda menor de $0.085 \mu m$ llega a la homosfera. Además, el oxígeno y nitrógeno molecular absorben en bandas solapadas en longitudes de onda inferiores a $0.20 \mu m$ (bandas de Runge y de Schuman). Por lo tanto, como hemos visto, dado que la atmósfera se encuentra compuesta principalmente de estos gases, ninguna radiación por debajo $0.20 \mu m$ alcanza la superficie terrestre. El ozono también tiene fuertes bandas de absorción por debajo de $0.20 \mu m$, pero es irrelevante, ya que a la altura de la ozonósfera, donde se encuentra esencialmente el ozono, esta radiación ya ha sido absorbida.

El nitrógeno molecular absorbe en bandas más débiles entre 0.23 y $0.34 \mu m$ (bandas de Vergad-Kaplan), y el oxígeno molecular entre 0.20 y $0.26 \mu m$ (banda de Hertzberg), que añadido a las bandas del ozono entre 0.21 y $0.30 \mu m$ (banda de Hartley) y una más débil entre 0.30 y $0.35 \mu m$ (banda de Huggins), permite que la radiación más energética, y más dañina para la salud, apenas alcance la superficie de la tierra.

En el visible el oxígeno molecular tiene algunos picos de absorción centrados en 0.63 , 0.69 y $0.76 \mu m$, además de existir una banda de absorción más fuerte del ozono entre 0.45 y $0.77 \mu m$ (banda de Chappius). En el infrarrojo aparecen bandas importantes de absorción del CO_2 en 1.45 , 1.60 , 2.0 , 2.7 , 4.3 , 4.8 y $5.2 \mu m$, y aún en el infrarrojo más lejano, el ozono presenta bandas en 4.8 , 9.6 y $14.2 \mu m$.

Otro constituyente con gran capacidad de absorber es el vapor de agua. Presenta tres bandas intensas de absorción en 1.1 , 1.4 y $1.8 \mu m$, y otras bandas importantes en 0.72 , 0.82 , 0.94 , 2.7 , 3.2 y $6.3 \mu m$. Por lo tanto, debido a que por encima de $2.3 \mu m$ la energía contenida en el espectro solar es pequeña (menor de 5%), la acción del vapor de agua y del dióxido de carbono hacen que la energía recibida en superficie sea muy pequeña para estas longitudes de onda.

Por lo tanto, a pesar de que la atmósfera es una mezcla de gases y partículas sólidas y líquidas, la absorción que sufre la radiación solar se produce principalmente por constituyentes que se encuentran a alturas concretas sobre la superficie terrestre. Es decir, aunque la atmósfera terrestre no este en su totalidad estratificada, el efecto que sufre la radiación en su mayor parte es el de un medio estratificado.

II.5 EL AEROSOL ATMOSFÉRICO

Como hemos indicado, además de los gases atmosféricos, en la atmósfera encontramos partículas, sólidas o líquidas, de tamaños que oscilan entre agrupaciones de unas pocas moléculas a partículas de varias micras. La suspensión de tales partículas, que encontramos incluso en las condiciones de atmósferas más claras, constituye el aerosol atmosférico. En ocasiones se denomina aerosoles a las propias partículas atmosféricas, aunque una definición más general de aerosol lo consideraría como un sistema formado por un gas y partículas que permanecen suspendidas en él durante al menos varios minutos; podría decirse entonces que la atmósfera completa es un aerosol (Horvath, 1998).

Al hablar de aerosol atmosférico hablamos normalmente del constituido por partículas con diámetros en el rango de unos pocos nanómetros a decenas de micrómetros. Una vez suspendidas estas partículas pueden cambiar su tamaño y composición mediante procesos como la condensación de especies en fase vapor o por evaporación de las mismas, mediante coagulación con otras partículas, a través de reacciones químicas o por activación en condiciones de sobresaturación de vapor de agua, que pueden producir nieblas y gotas nubosas. En general, las partículas de diámetros inferiores a 1 μm tienen concentraciones atmosféricas del orden de 10-1000 cm^{-3} , mientras que las de tamaños superiores tienen concentraciones típicas por debajo de 1 cm^{-3} .

Las partículas atmosféricas representan una traza atmosférica, siendo su proporción másica del orden de 1 a 100 ppb. Estas partículas exhiben una considerable variación dependiendo de la localización, la altura, el tiempo y su constitución. La concentración másica varía desde 2 $\mu\text{g m}^{-3}$ en las regiones polares a 170 $\mu\text{g m}^{-3}$ en entornos urbanos contaminados, llegando incluso a 10⁵ $\mu\text{g m}^{-3}$ en tormentas de arena (Horvath, 1998). Su alcance vertical también es variable. Así, en lo referente al aerosol troposférico, aunque las primeras estimaciones le asignaron un valor de la altura sobre la superficie a la que podían encontrarse del orden de 1-2 km, se han encontrado en alturas de hasta 10 km (Esposito et al., 1996).

Las partículas atmosféricas pueden tener un origen natural, como polvo levantado por el viento, spray marino y partículas de origen volcánico; o antropogénico, resultante de la combustión de combustibles fósiles. Básicamente hay dos mecanismos de producción de partículas atmosféricas: conversión gas-partícula (aerosol secundario) y procesos mecánicos (aerosol primario). La conversión gas-partícula incluye la producción de partículas sólidas y líquidas a partir de sustancias en fase de gas. Esta producción puede deberse a la formación de nuevas partículas (condensación homogénea) o a la condensación en las partículas existentes (condensación heterogénea). Whitby (1978) estima que un 95% de la masa de aerosol producida se condensa en las partículas existentes. En el caso de áreas urbanas (Whitby, 1980) concluye que el 20% de la masa transformada por la conversión gas-partícula se usa para producir nuevas partículas, y el 80% se condensa en las partículas existentes. Los gases incluidos en estos procesos son el dióxido de azufre, el dióxido de nitrógeno y los hidrocarburos. Estas partículas suelen tener radios inferiores a 0.1 μm .

Los procesos mecánicos conducen a la inyección directa de partículas en la atmósfera (polvo, cristales de sal, etc.) procedentes de las erupciones volcánicas, incendios forestales, actividades humanas, erosión y otros procesos naturales. Estos procesos mecánicos suelen producir partículas de tamaño grande, normalmente con radios superiores a $0.5 \mu\text{m}$. Aunque la inyección de las partículas atmosféricas antropogénicas debida al tráfico y a otras actividades antropogénicas es importante en las áreas urbanas, de un modo global es mucho más importante la generación de las partículas atmosféricas mediante los procesos erosivos (Gillette, 1974).

Los mecanismos de eliminación de las partículas atmosféricas son básicamente dos: deposición seca en la superficie terrestre y deposición húmeda mediante su incorporación a las gotas nubosas durante los procesos de precipitación. Ya que las deposiciones secas y húmedas son responsables de que las partículas atmosféricas tengan tiempos de residencia cortos en la troposfera, y debido a la distribución geográfica no uniforme de las fuentes, el aerosol troposférico es muy variable en el espacio. Por otro lado, mientras que los gases traza atmosféricos tienen vidas medias en el rango del segundo al siglo, los tiempos de residencia de las partículas troposféricas varían de unos pocos minutos a unas pocas semanas.

Como hemos dicho, una fracción significativa del aerosol troposférico es de origen antropogénico. El aerosol troposférico contiene sulfatos, amonio, nitratos, sodio, cloro, metales traza, materiales carboníferos, elementos cristales y agua. La fracción carbonífera del aerosol incluye tanto carbono elemental como orgánico. El carbono elemental, también llamado carbono negro, carbón granítico o hollín, se emite directamente a la atmósfera, predominantemente a través de procesos de combustión. Las partículas de carbono orgánico se emiten directamente a la atmósfera desde las fuentes, o pueden ser resultado de la condensación en la atmósfera de gases orgánicos de baja volatilidad. Las emisiones antropogénicas productoras de aerosol atmosférico se han incrementado dramáticamente durante el último siglo y han sido responsables de efectos sobre la salud humana (Dockery et al., 1993), de la reducción de visibilidad en áreas urbanas y también a nivel regional, de la lluvia ácida (Seinfeld and Pandis, 1998) y de la perturbación del balance radiativo del planeta (IPCC, 2007)

El aerosol estratosférico se compone fundamentalmente de una disolución acuosa de ácido sulfúrico con concentraciones del 60 al 80% para temperaturas de -80 a 45°C , respectivamente (Shen et al., 1995). La fuente del aerosol estratosférico de fondo es la oxidación del sulfuro de carbonilo, OCS, que se origina en la superficie terrestre. Dado que el OCS es químicamente inerte en la troposfera y no es soluble en agua, su tiempo de residencia en la troposfera es elevado, de modo que puede difundirse hasta alcanzar la estratosfera donde se disocia por la acción de la radiación ultravioleta para producir ácido sulfúrico, el componente primario del aerosol estratosférico natural. De todos modos, debido a que las erupciones volcánicas son capaces de inyectar en la estratosfera, baja y media, cantidades significativas de SO_2 , las condiciones de aerosol estratosférico de fondo no perturbado son raras. Ejemplos de grandes erupciones volcánicas recientes son las de Agung en 1963, El Chichón en 1982, y el Pinatubo en 1991. Las nubes de aerosol, constituido por partículas de ácido sulfúrico, pueden distribuirse globalmente con espesores ópticos que

rebasan ampliamente el aerosol natural de fondo, durante periodos de varios meses. El tiempo necesario para que la estratosfera vuelva a las condiciones de fondo tiene un valor característico de unos pocos años, de modo que, dada la frecuencia de las erupciones volcánicas, la estratosfera está raramente en condiciones no perturbadas. Con una inyección estimada de 30 Tg de aerosol, la erupción del Monte Pinatubo en 1991 ha sido la mayor del siglo XX y ha dado lugar a un incremento de los niveles de aerosol estratosférico que han sido evidentes durante al menos dos años (Olmo and Alados-Arboledas, 1995).

Si atendemos al lugar de origen, podemos clasificar las partículas atmosféricas en continentales y marinas. Las partículas atmosféricas continentales están formadas de polvo terrestre, partículas resultantes de la combustión, partículas inorgánicas producidas por procesos secundarios y partículas orgánicas, incluyendo hidrocarburos orgánicos y el carbono elemental. El aerosol marino es un aerosol de origen oceánico, que incluye cristales de sal y partículas producidas por procesos secundarios. Este último se produce sobre todas las regiones oceánicas y su mayor concentración la encontramos en regiones oceánicas con grandes velocidades de viento.

Las áreas desérticas, particularmente los desiertos de África y Asia, son la mayor fuente de polvo mineral terrestre. No obstante, existen fuentes de estas partículas en otras áreas. Las partículas atmosféricas inorgánicas asociadas con las actividades industriales y otras actividades antropogénicas se producen principalmente en el oeste de Europa y noreste de América. Por otro lado, la mayor contribución a las partículas atmosféricas orgánicas procede de los incendios en las regiones tropicales.

A escala global la producción de masa de partículas oscila entre 750-4200 Tg/año. Las fuentes naturales contribuyen en un 77-93.5% y las antropogénicas en 6.5-23% (Horvath, 1998). Estas partículas se producen generalmente en la superficie de la Tierra y permanecen localizadas a una determinada altura, o se elevan durante su transporte. Como ejemplo citemos las invasiones de polvo sahariano, o el humo de grandes incendios que puede ascender hasta 3-4 km de altitud (Kaufman et al., 1997).

Las partículas atmosféricas pueden clasificarse también según su tamaño. En general, el diámetro de las partículas atmosféricas cubre un amplio espectro de tamaños que puede variar hasta en cinco órdenes de magnitud. Los menores diámetros, del orden de la fracción de micra, se presentan para las partículas de hollín y los núcleos de condensación. Sulfatos, nitratos y compuestos orgánicos muestran un diámetro medio de alrededor de 0.5 μm , mientras las partículas de sal marina y las derivadas de la erosión del suelo presentan tamaños del orden de unas pocas micras (Horvath, 1998).

Así las partículas atmosféricas se pueden dividir en partículas ultrafinas ($<0.05 \mu\text{m}$ de radio), partículas finas ($<0.5 \mu\text{m}$ de radio) y partículas grandes (0.5 a 50 μm de radio). Las partículas mayores de 0.05 μm de radio son las responsables de la turbiedad atmosférica. Se observa que la concentración de partículas es más grande sobre los continentes que sobre los océanos. Igualmente, la concentración de las partículas ultrafinas varían desde 150 000 cm^{-3} en áreas urbanas hasta 400 cm^{-3} sobre los océanos. Por otro lado, la concentración de las

partículas mayores de 0.05 μm de radio es más pequeña que la concentración de las partículas ultrafinas, y depende mucho de la procedencia de la masa de aire, siendo más grande en las masas de aire tropical.

En cuanto a la forma de las partículas atmosféricas es también muy variada, desde las partículas líquidas, generalmente esféricas y submicrométricas, hasta las sólidas de mayor tamaño y con formas irregulares.

En resumen, en la atmósfera encontramos una mezcla de partículas con diferentes composiciones, formas y tamaños. Los orígenes de estas partículas son muy diferentes, lo que produce una variedad de partículas presentes en la atmósfera. En general, estas partículas atmosféricas resultan de la mezcla de diferentes componentes como las sustancias solubles, las insolubles (representativas de las partículas atmosféricas de origen antropogénico), el hollín, la sal marina o las partículas minerales (Hess et al., 1998). Dicha mezcla puede ser interna o externa, dependiendo de que exista interacción física o química entre los componentes o no. En el caso de mezcla interna se origina un nuevo componente formado por aquellos que interaccionaron. En la externa, en cambio, cada partícula mantiene su individualidad (Horvath, 1993). Ambos casos implican un cambio en las propiedades de las partículas atmosféricas precursoras de la mezcla, cuya obtención es diferente para cada tipo de mezcla. Por otro lado, muchas de las sustancias que forman las partículas atmosféricas son higroscópicas, es decir, dependiendo de su composición toman una cierta cantidad de agua cuando se excede un mínimo de humedad. Así, para una variación del 60 al 80% de la humedad podría apreciarse un aumento en el diámetro del aerosol, que se reflejará en sus propiedades (Horvath, 1998).

En general, el tiempo de permanencia de las partículas atmosféricas en la troposfera es de aproximadamente una semana. Este tiempo resulta demasiado corto para que se produzca una mezcla homogénea. Si la vida media de las partículas en la atmósfera es mayor, pueden sufrir transformaciones como coagulación, incorporación a gotas de nubes y reevaporación, o deposición de varios componentes químicos en la superficie de las mismas. Debido a esto las partículas atmosféricas podrían estar compuestas por una mezcla de varias sustancias.

La gran variación espacial y temporal que muestran las partículas atmosféricas hace que sus propiedades sean altamente variables y dificulta su análisis, provocando en la mayoría de los casos que las propiedades reales no se conozcan con exactitud.

II.5.1 CARACTERÍSTICAS FÍSICAS DEL AEROSOL

Las partículas atmosféricas se caracterizan por su forma, tamaño, composición química y contenido total, lo cual determina sus características radiativas. En cuanto a la forma, a pesar de que, como hemos descrito, las partículas sólidas pueden tener formas muy irregulares, la mayoría de los modelos utilizados en las últimas décadas suponen que las partículas son esféricas, fundamentándose en que una gran cantidad de partículas de forma irregular se

comportan en promedio como lo harían aproximadamente un conjunto de partículas esféricas.

Para caracterizar de un modo simple un conjunto de partículas suspendidas en el seno de un fluido podemos hacerlo mediante su *densidad de masa*, M , que representa la cantidad total de masa contenida en un metro cúbico de aire, normalmente expresada en $\mu\text{g m}^{-3}$ para las partículas atmosféricas. Es también muy común utilizar la *densidad de número de partículas*, N , por unidad de volumen, expresada en m^{-3} .

Sin embargo, tanto M como N dependen del tamaño de las partículas, que como se ha comentado puede oscilar en un amplio intervalo de valores. Para tener una descripción más completa del aerosol se utilizan las distribuciones de tamaño. Consideraremos partículas esféricas con un radio comprendido en el intervalo $(r, r+dr)$. El número de partículas en este intervalo será dN y la masa dM . Llamáremos *distribución de tamaño de número* y *distribución de tamaño de masa*, respectivamente, a:

$$n(r) = \frac{dN}{dr} \quad , \quad m(r) = \frac{dM}{dr} \quad (\text{II.77})$$

las cuales se relacionan para partículas esféricas con la densidad ρ , por medio de

$$\frac{dM}{dr} = \frac{4\pi}{3} r^3 \rho \frac{dN}{dr} \quad (\text{II.78})$$

De la definición anterior, el número total de partículas (y similarmente la masa) se puede obtener por:

$$N = \int_0^{\infty} n(r) dr \quad (\text{II.79})$$

Análogamente a estas distribuciones, definimos *la distribución de tamaño de volumen* $v(r) = dV/dr$, que representa el volumen de aerosol en una columna de aire de sección transversal unidad, por unidad de radio de partículas. Esta distribución se relaciona con la distribución de número por:

$$\frac{dV}{dr} = \frac{4\pi}{3} r^3 \frac{dN}{dr} \quad (\text{II.80})$$

Estas distribuciones pueden expresarse también de forma logarítmica, de tal forma que lo que se representa es el número de partículas, masa o volumen de partículas cuyos radios estén en el intervalo $(r, r+d\ln r)$

$$n^*(r) = \frac{dN}{d\ln r} \quad , \quad m^*(r) = \frac{dM}{d\ln r} \quad , \quad v^*(r) = \frac{dV}{d\ln r} \quad (\text{II.81})$$

El uso de la escala logarítmica resulta útil dado el amplio rango de tamaños de las partículas atmosféricas.

La distribución de tamaño depende de la fuente y transporte de las partículas atmosféricas, y es altamente variable incluso para el mismo tipo de aerosol. Recoger partículas y medir sus distribuciones de tamaño no es algo trivial, y todas las técnicas miden partículas solamente en un rango de tamaño limitado. Mas aún, la mayoría de los métodos perturban más o menos la población real de las partículas. Los menos intrusivos son los que obtienen la distribución de tamaño a partir de la simple medida de la radiación que recibe un sensor y aplican los principios de transferencia radiativa.

A pesar de todo, el análisis de repetidas observaciones ha mostrado que las distribuciones de tamaño medidas en la atmósfera siguen ciertas reglas, por lo que se utilizan modelos para representarlas. La aproximación mas común es representar dichas distribuciones por una expresión matemática de pocos parámetros ajustables, obtenidos de las observaciones. Clarificar cuántos parámetros son necesarios para definir las características radiativas de las partículas atmosféricas y cuáles pueden obtenerse con certeza únicamente a partir de las observaciones realizadas, es un problema abierto actualmente. Las expresiones matemáticas que más se utilizan son:

- 1) *Distribución de Junge*: es una de las más extendidas de la bibliografía. La *ley potencial*, como se llama en realidad, fue propuesta por (Junge, 1963) para representar empíricamente sus datos medidos de aerosol continental. Viene dada por

$$n(r) = \begin{cases} Cr^{-v-1} & r_1 \leq r \leq r_2 \\ 0 & \text{fuera} \end{cases} \quad (\text{II.82})$$

donde C es una constante de normalización, relacionada con el número total de partículas N , y v es un parámetro ajustable relacionado con el tamaño de las partículas, que generalmente varía entre 2.5 y 4.0 para partículas naturales. Un cambio en este parámetro implica un cambio en la proporción de partículas pequeñas y grandes en el aerosol. Si esta distribución se introduce en la teoría de Mie, la extinción del aerosol sigue una dependencia potencial con la longitud de onda, conocida como ley de Ångström (Ångström, 1929)

$$\tau_\lambda = \beta \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-\alpha} \quad (\text{II.83})$$

donde λ_0 es igual a $1 \mu\text{m}$, β , llamado el coeficiente de turbiedad de Ångström, es un índice representativo de la cantidad de partículas de aerosol presente y numéricamente es la profundidad óptica del aerosol en $1 \mu\text{m}$, y α el exponente de la longitud de onda, conocido como exponente de Ångström y cumple la relación:

$$v = \alpha + 2 \quad (\text{II.84})$$

Por lo tanto, debido a que v esta relacionado con el tamaño de las partículas, el exponente de Ångström también lo esta, de tal forma que decrece cuando la

proporción de partículas de mayor tamaño aumenta (Junge, 1963) y dependerá del intervalo espectral considerado (Cachorro et al., 1989; Martínez-Lozano et al., 1998)

- 2) *Distribución de Junge modificada*: Esta distribución intenta aproximar mejor las distribuciones modelizadas a las medidas reales.

$$n(r) = \begin{cases} C_{1r}^3 & r_{min} < r < 0.1 \mu m \\ C_{2r}^{3-\beta} & 0.1 \mu m < r < r_{max} \end{cases} \quad (II.85)$$

siendo C_1 y C_2 constantes de normalización y con β tomando los valores 2,3 ó 4.

- 3) *Distribución Gamma*: Se ha intentado aproximar la función de distribución de partículas del aerosol con una función gamma

$$n(r) = Cr^\alpha e^{-br} \quad (II.86)$$

donde b y α son mayores que cero (Hansen, 1971; Hansen and Travis, 1974).

- 4) *Distribución Gamma modificada*: esta función es más común que la anterior. Se define como:

$$n(r) = Cr^\chi e^{-\eta r^\gamma} \quad (II.87)$$

Los parámetros C , χ , η , y γ han de ser mayores que cero. Nótese que si γ adquiere el valor 1 estamos en el caso anterior (Deirmendjian, 1964).

- 5) *Distribución log-normal*: Se define a partir de la distribución en forma logarítmica:

$$n^*(r) = \frac{N}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\ln^2(r/r_m)}{2\sigma^2}} \quad (II.88)$$

Tabla II.2. Propiedades microfísicas de los componentes que forman un aerosol. σ , r_m , r_{min} y r_{max} son los parámetros de la distribución log-normal. m_p es la concentración de masa de partículas del aerosol normalizada a una partícula por cm^3 de aire (Hess et al., 1998).

Componente	σ	r_m (μm)	r_{min} (μm)	r_{max} (μm)	m_p ($\mu g m^{-3} / part. cm^{-3}$)
Insoluble	2.51	6.00	0.005	20.0	23.7
Soluble en agua	2.25	0.15	0.005	20.0	1.34×10^{-3}
Hollín	2.00	0.05	0.005	20.0	5.99×10^{-5}
Sal marina (modo acum.)	2.03	0.94	0.005	20.0	0.802
Sal marina (modo mayor)	2.03	7.90	0.005	60.0	2.24×10^2
Mineral (modo nucle.)	1.95	0.27	0.005	20.0	2.78×10^{-2}
Mineral (modo acum.)	2.00	1.60	0.005	20.0	5.53
Mineral (modo mayor)	2.15	11.0	0.005	60.0	3.24×10^2
Mineral transportado	2.20	3.00	0.02	5.0	15.9
Gotas de sulfato	2.03	0.31	0.005	20.0	2.28×10^{-2}

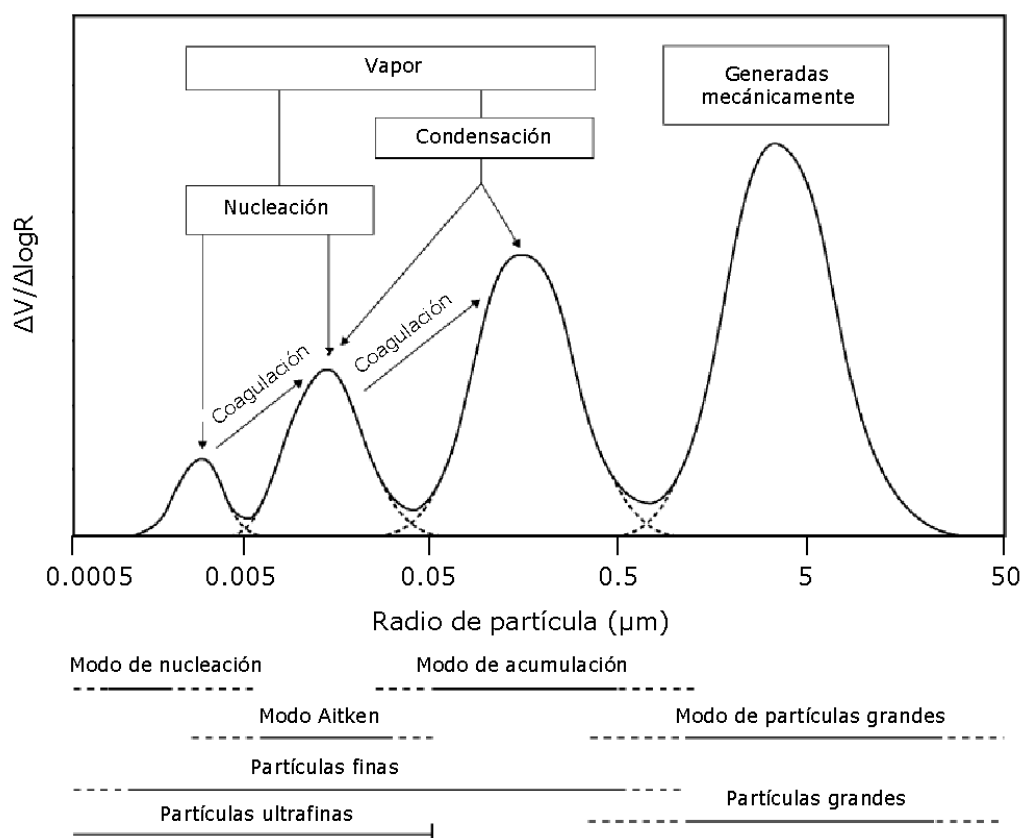


Figura II.12. Clasificación de las partículas en función del tamaño. Figura adaptada de US EPA (2004).

donde r_m es el radio geométrico de las partículas o radio modal que da la posición del máximo de la curva y σ es la desviación estándar del logaritmo de los radios, y representa la anchura de la distribución (Davies, 1974). Algunos autores establecen que la distribución de tamaño se puede simular muy bien por una distribución log-normal con la anchura y el radio modal adecuados (Tanré et al. 1997) (tabla II.2).

En la práctica se observa que la distribución de tamaño no está caracterizada por una única distribución, sino que suele ser frecuente representar la distribución de tamaños como suma de varias distribuciones, normalmente distribuciones log-normales o de Junge, llamadas modos, construyendo así una función de distribución multimodal (figura II.12). Los modos de estas distribuciones multimodales se suelen clasificar en (US EPA, 2004):

- *Modo de nucleación* ($r < 0.005 \mu\text{m}$), la mayor densidad en número de partículas se encuentra entre $0.003 \mu\text{m}$ y $0.008 \mu\text{m}$ de radio. El origen de estas partículas es la nucleación (condensación de un gas sobre sí mismo para formar un núcleo) de precursores gaseosos cuando la presión de vapor de los gases condensables es suficientemente alta (Calvo, 2009). La vida media de estas partículas en la atmósfera es pequeña (del orden de horas) ya que coagulan rápidamente a otras partículas o incrementan su tamaño por condensación.

- *Modo Aitken* ($0.005 \mu\text{m} < r < 0.05 \mu\text{m}$), estas partículas pueden tener un origen primario o secundario. Suelen desaparecer por procesos de coagulación con partículas mayores, lo que se traduce en una corta permanencia en la atmósfera.

El modo de nucleación y el modo Aitken constituyen el grupo de partículas llamadas *partículas ultrafinas*.

- *Modo de acumulación* ($0.05 \mu\text{m} < r < 0.5 \mu\text{m}$), constituido por partículas grandes con radios modales principalmente entre $0.1-0.4 \mu\text{m}$ de radio, que permanecen en la atmósfera aproximadamente una semana, pudiendo dar lugar a condensaciones o coagulaciones con partículas del modo de nucleación y de Aitken. Este tiempo de residencia en la atmósfera hace que este modo de acumulación contenga la mayoría de la masa de aire contaminado.

Las partículas incluidas en el modo de acumulación junto con los modos de nucleación y Aitken forman las llamadas *partículas finas*.

- *Modo de partículas grandes* ($r > 0.5 \mu\text{m}$), la característica principal de este modo es su reducido número de partículas pero con una elevada masa. La mayor parte de las partículas incluidas en este modo son de origen primario (aerosol marino o materia mineral). Debido a su mayor tamaño, las partículas de este modo se depositan fácilmente y, por lo tanto, su tiempo de vida en la atmósfera es corto, variando desde unas pocas horas a unos pocos días.

Además de la forma, el contenido y la distribución de tamaño, otra propiedad física importante que caracteriza a las partículas atmosféricas, y que está relacionada con su composición química, es el índice *de refracción*. Para partículas no absorbentes o transparentes, como el agua o el NaCl, este parámetro es un número real, y se obtienen como razón de las velocidades de la luz en el vacío y en el material. Para partículas que absorben radiación es un número complejo, $\tilde{m} = n - ki$ con n y k reales positivos. La parte imaginaria, k , da cuenta del proceso de absorción de la luz. Generalmente la parte real del índice de refracción se puede determinar con bastante precisión, sin embargo, la parte imaginaria es más complicada de determinar por estar relacionada con las propiedades de absorción de las partículas.

II.5.2 CARACTERÍSTICAS RADIATIVAS DEL AEROSOL

Las partículas atmosféricas se caracterizan, como hemos visto, por su forma, tamaño, composición química y contenido total, que determinan sus características radiativas (Lenoble, 1993). Estas características, para cada longitud de onda λ , incluyen al índice de refracción, los coeficientes de dispersión, σ , absorción, κ , y la función de fase de dispersión $p_a(\lambda, \theta)$, ya que la dispersión que producen es coherente. Gracias a las relaciones que existen entre los coeficientes anteriores, también podemos utilizar para la caracterización el coeficiente de extinción, $\chi = \kappa + \sigma$, y el albedo de dispersión simple $\omega_0 = \sigma/\chi$. Otra propiedad a

tener en cuenta es el espesor óptico del aerosol, τ_a , o mejor la profundidad óptica de aerosol, δ_a , que permite hacer comparaciones entre distintas medidas. Dado que los detalles de la función de fase se pierden en el proceso de dispersión múltiple y sólo la primera interacción de la radiación con las partículas juega un papel especial en el reparto de la radiación dispersada, se introduce el parámetro adimensional llamado factor de asimetría

$$g = \langle \cos \Theta \rangle = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \cos \Theta p(\lambda, \Theta) d \cos \Theta \quad (\text{II.89})$$

donde $p(\lambda, \Theta)$ es la función de fase introducida anteriormente, cuya dependencia con las direcciones de entrada y salida de la radiación se ha puesto en función del ángulo de dispersión, $\mathbf{n}' \cdot \mathbf{n} = \cos \Theta$. Este parámetro es útil cuando pretendemos representar la función de fase real por medio de funciones analíticas, así como para la resolución de la ecuación de transferencia radiativa por métodos aproximados. Al igual que el resto de parámetros, el valor de este parámetro depende del tamaño y la forma de las partículas, de forma que será mayor cuanto más grandes y menos esféricas sean (Horvath, 1998). Su valor puede variar entre -1 y 1, de tal manera que si $g=0$, la dispersión es isotrópica (por ejemplo en la dispersión de Rayleigh). Si $g=1$ la dispersión será en el sentido de propagación de la onda incidente ($\Theta=180^\circ$), en cambio, si $g=-1$ la dispersión será totalmente hacia atrás ($\Theta=-180^\circ$). En un día claro, sin nubes, su valor oscila entre 0.1 (atmósfera limpia) y 0.75 (polvo mineral) (Zege et al., 1991).

En la tabla II.3 mostramos los valores de estos parámetros para diferentes modelos de aerosol. Estos modelos de aerosol se consideran típicos o característicos de diferentes

Tabla II.3 Propiedades ópticas seleccionadas de todos los tipos de partículas troposféricas con una humedad del 85% y de las partículas de fondo. χ_m es el coeficiente de máscico de extinción ($\chi_m = \chi/\rho$) (Hess et al., 1998).

Tipo de aerosol	χ (550 nm) (km^{-1})	χ_m (550 nm) ($\text{m}^2 \text{g}^{-1}$)	δ (550 nm)	ω_0 (550 nm)	g (550 nm)	α (350-500)	α (500-800)
Continental limpio	0.026	2.39	0.064	0.972	0.709	1.10	1.42
Continental promediado	0.075	2.51	0.151	0.925	0.703	1.11	1.42
Continental contaminado	0.175	2.86	0.327	0.892	0.698	1.13	1.45
Urbano	0.353	2.87	0.643	0.817	0.689	1.13	1.45
Desértico	0.145	0.64	0.286	0.888	0.729	0.20	0.17
Marítimo limpio	0.090	1.29	0.096	0.997	0.772	0.12	0.08
Marítimo contaminado	0.115	1.50	0.117	0.975	0.756	0.41	0.35
Marítimo tropical	0.043	1.26	0.056	0.998	0.774	0.07	0.04
Ártico	0.023	2.17	0.063	0.887	0.721	0.85	0.89
Antártico	0.011	3.33	0.072	1.000	0.784	0.34	0.73
Míneral transportado (2 - 3.5 km)	0.064	0.37	0.097	0.837	0.775	-0.10	-0.13
Troposfera libre (2 - 12 km)	-	-	0.013	0.934	-	1.21	1.58
Estratosfera (12 - 35 km)	-	-	0.005	1.000	-	0.74	1.14

situaciones, y son el resultado de los análisis llevados a cabo en campañas experimentales, junto con la elaboración de modelos obtenidos por combinación de los diferentes tipos de partículas que pueden presentarse en la atmósfera (Hess et al., 1998).

Hasta ahora hemos supuesto que las partículas de formas irregulares, arbitrariamente distribuidas, se comportan igual que las esféricas. Esta suposición permite utilizar la teoría de Mie. Sin embargo, con la disponibilidad de nuevos métodos, la dispersión de partículas no esféricas, con una geometría simple, es objeto de investigación. Algunos resultados obtenidos muestran que los esferoides, ya sean achatados por los polos o por el ecuador, dispersan menos que las esferas en la dirección de retrodispersión, y más entre 80° y 150° , y por tanto los esferoides arbitrariamente distribuidos tienen una función de fase diferente de las esferas (Mishchenko et al., 1997). Un resultado similar se observa para grandes cristales hexagonales de hielo. Este hallazgo provoca que en la actualidad se esté analizando lo que implica el uso de modelos de partículas esféricas para aerosol, especialmente cuando presentan una fuerte carga de polvo mineral.

II.6 ECUACIÓN DE TRANSPORTE RADIATIVO EN LA ATMÓSFERA TERRESTRE

La fuente de radiación incidente en nuestra atmósfera es fundamentalmente el Sol (figura II.13). La radiación solar, como hemos visto, al alcanzar la superficie terrestre sufre procesos de dispersión y absorción. La radiación dispersada se denomina radiación difusa. Una parte de esta radiación difusa vuelve al espacio, mientras que otra llega a alcanzar la superficie de la Tierra. Por el contrario, la radiación que llega directamente a la superficie, en línea con el disco solar, se denomina radiación directa. Dado que el ángulo sustentado en el cielo por el Sol desde la Tierra es de 0.5° , podemos realizar la aproximación de que el Sol sea una fuente puntual. Además, para los procesos de dispersión, debido a que la distancia Tierra-Sol es mucho mayor que la altura atmosférica, podemos considerar que, en el estudio de la dispersión por la atmósfera terrestre, el efecto de la ley de la inversa del cuadrado en la atmósfera terrestre es despreciable. Esto es, se considera la radiación solar en la atmósfera terrestre como constituida por una onda plana. Por lo tanto, la radiancia incidente será

$$L_0(\mathbf{r}_0, \mathbf{n}, \lambda, t) = \delta_{\mathbf{n}\odot} E_\odot(\lambda, t) \quad (\text{II.90})$$

donde \mathbf{r}_0 es la posición en la cima de la atmósfera, $\delta_{\mathbf{n}\odot}$ es la delta de Dirac en la dirección de propagación de la radiación solar \mathbf{n}_\odot , que vendrá definida por el ángulo cenital solar, θ_\odot , que corresponde al ángulo formado por la dirección de propagación de la radiación con la vertical del observador, z , y el ángulo acimutal solar, ϕ_\odot , que es cero hacia el Sur y aumenta en el sentido de las agujas del reloj, utilizándose normalmente el intervalo $[-\pi, \pi]$. Cuando estas coordenadas estén notadas con el subíndice \odot , denotaremos la posición solar. Por último, $E_\odot(\lambda, t)$, es la irradiancia solar en un plano perpendicular al haz solar. La dependencia temporal es sólo el resultado de que la distancia Tierra-Sol no es constante. Por lo tanto, haciendo uso de la ley del cuadrado de la distancia, la irradiancia solar vendrá dada por

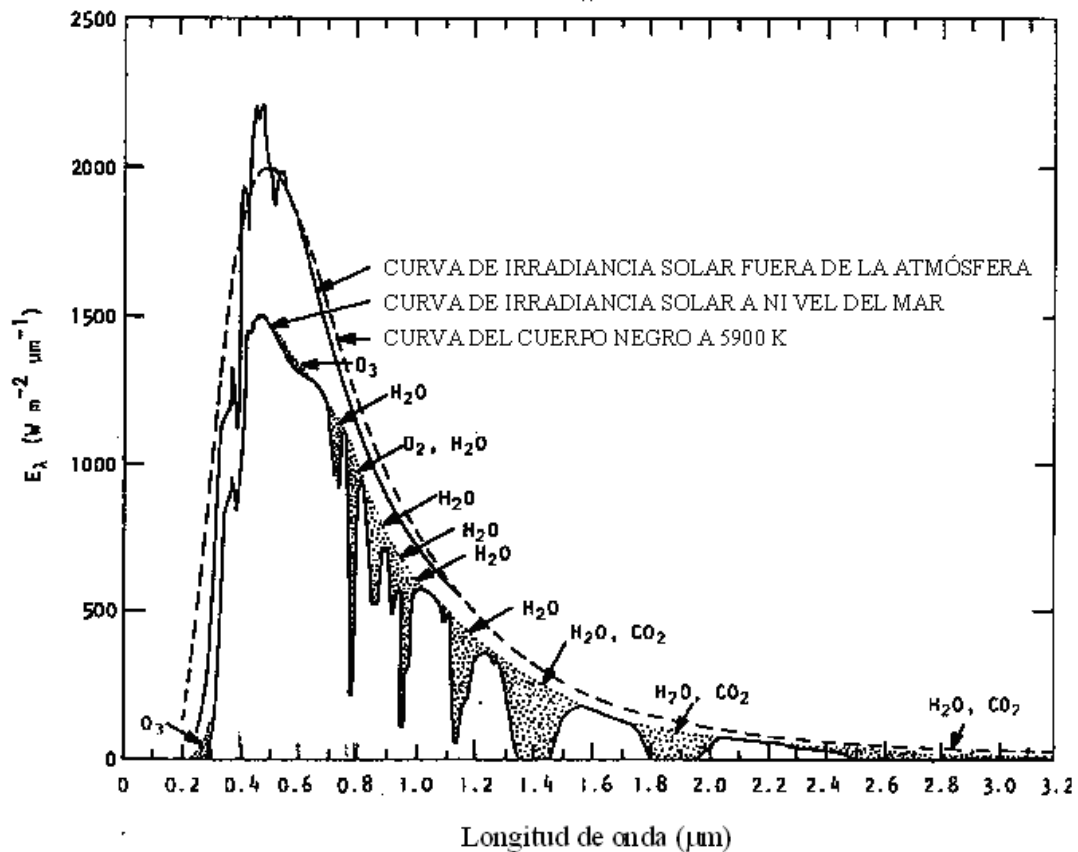


Figura II.13. Comparación de la distribución espectral de la radiación solar fuera de la atmósfera con la recibida a nivel del mar. Se incluye la distribución espectral de un cuerpo negro a 5900 K (Seinfeld and Pandis, 1998).

$$E_{\odot}(\lambda, t) = E_{\odot\lambda} \left(\frac{R_{\odot}}{R(t)} \right)^2 \quad (\text{II.91})$$

donde R_0 es la distancia media Tierra-Sol, $R(t)$ la distancia Tierra-Sol en un tiempo t , y $E_{\odot\lambda}$ es la irradiancia solar en la distancia media Tierra-Sol. Esta dependencia temporal no tiene relevancia a la hora del estudio de la ecuación de transporte radiativo, ya que varía en torno al 3% en 6 meses. Por lo tanto, podemos considerar que no existe dependencia temporal.

Como vimos en la sección II.4.1, debido al efecto que produce la atmósfera terrestre en la radiación, podemos considerar que la atmósfera terrestre se encuentra estratificada. Es decir, aunque no este estratificada por completo, el efecto de absorción y dispersión se produce por capas. También es una buena aproximación considerar que la atmósfera terrestre es plano-paralela. Para ángulos cenitales solares menores de 75° el error cometido entre considerar que la masa óptica es $1/\mu$ en lugar de una expresión más compleja es menor del 1%. Además, consideramos que la atmósfera se encuentra en equilibrio radiativo (la emisión será igual que la absorción), es decir, consideraremos L.T.E. Por último, la dispersión que se produce en la atmósfera terrestre se debe a moléculas y partículas del aerosol atmosférico, por lo que aplicaremos la aproximación de dispersión coherente.

Por lo tanto, teniendo en cuenta las consideraciones anteriores, la ecuación de transferencia radiativa que podemos aplicar en la atmósfera terrestre vendrá dada por la expresión II.76, y que volvemos a presentar aquí

$$\mu \frac{\partial L(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda)}{\partial \delta_\lambda} = L(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) - S(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) \quad (\text{II.92})$$

donde la función fuente vendrá dada por la expresión II.63 expresada en términos de la profundidad óptica (recordemos que la profundidad o espesor óptico nos define la posición)

$$S(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) = (1 - \omega_0(\delta_\lambda, \lambda)) B_\lambda[T(\delta_\lambda)] + \omega_0(\delta_\lambda, \lambda) \oint L(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) p(\lambda, \mathbf{n}', \mathbf{n}) \frac{d\Omega'}{4\pi} \quad (\text{II.93})$$

donde la función de Planck corresponde a la emisión atmosférica según la ley de Kirchoff-Planck, por la consideración de L.T.E., y el segundo término corresponde a la dispersión producida por las moléculas y partículas atmosféricas, en la que se ha introducido la consideración de dispersión coherente.

Como habíamos comentado al principio de este apartado, la radiación que alcanza la superficie podemos expresarla como suma de la radiación difusa y radiación directa

$$L(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) = L^d(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) \delta_{\mathbf{n}_\circ} + L^s(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) \quad (\text{II.94})$$

donde el superíndice d hace referencia a la radiación directa, y s a la radiación difusa. Dado que la radiación directa es la radiación solar que alcanza la superficie terrestre, matemáticamente se satisface la ecuación de transporte radiativo sin ningún tipo de función fuente. Es decir, vendrá dada por la ley de Beer-Lambert-Bouguer (II.67).

$$L^d(\delta_\lambda, \mathbf{n}_\circ, \lambda) = L_0(\delta_\lambda = 0, \mathbf{n}_\circ, \lambda) e^{-\frac{\delta_\lambda}{\mu}} \quad (\text{II.95})$$

donde L_0 viene dado por II.90.

Si introducimos II.94 y II.95 en la ecuación II.92, y tenemos en cuenta que la radiación solar viene dada por II.90, obtendremos la ecuación que satisface la radiación difusa

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial L^s(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda)}{\partial \delta_\lambda} = & L^s(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) \\ & - \frac{\omega_0(\delta_\lambda, \lambda)}{4\pi} p(\lambda, \mathbf{n}_\circ, \mathbf{n}) E_\circ(\lambda) e^{-\frac{\delta_\lambda}{\mu}} \\ & - \omega_0(\delta_\lambda, \lambda) \oint L^s(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) p(\lambda, \mathbf{n}', \mathbf{n}) \frac{d\Omega'}{4\pi} \\ & - (1 - \omega_0(\delta_\lambda, \lambda)) B_\lambda[T(\delta_\lambda)] \end{aligned} \quad (\text{II.96})$$

Si comparamos la expresión II.96 con la expresión de la ecuación de transferencia radiativa, II.92, vemos que la función fuente de la radiación difusa es

$$\begin{aligned}
S^s(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) = & \frac{\omega_0(\delta_\lambda, \lambda)}{4\pi} p(\lambda, \mathbf{n}_\odot, \mathbf{n}) E_\odot(\lambda) e^{\frac{-\delta_\lambda}{\mu}} \\
& + \omega_0(\delta_\lambda, \lambda) \oint L^s(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) p(\lambda, \mathbf{n}', \mathbf{n}) \frac{d\Omega'}{4\pi} \\
& + (1 - \omega_0(\delta_\lambda, \lambda)) B_\lambda[T(\delta_\lambda)]
\end{aligned} \tag{II.97}$$

donde el primer término del lado derecho de la igualdad representa la dispersión simple de las partículas; el segundo término muestra la posibilidad de que la radiación que ya haya sido dispersada pueda sufrir otro proceso de dispersión, dispersión múltiple. El último término de la función es despreciable para el estudio de la transferencia de la radiación solar, ya que correspondería a la emisión de un cuerpo negro de aproximadamente 255K, y esta emisión es muy pequeña comparada con la solar para longitudes de onda inferiores a 3.5 μm .

Dada la complejidad de esta ecuación, para su resolución se suelen utilizar aproximaciones que simplifiquen el problema. Mostraremos aquí la aproximación de dispersión simple, para después aplicarla a la aproximación de dispersión en ordenes sucesivos (SOS) (Liou, 1980), que será la que se emplee en este trabajo.

La aproximación de dispersión simple es aceptable cuando la profundidad óptica sea pequeña ($\delta < 0.1$), ya que dominan los eventos de dispersión simple sobre los múltiples. En este caso la función fuente puede ser escrita como

$$S^s(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) \simeq \frac{\omega_0(\delta_\lambda, \lambda)}{4\pi} p(\lambda, \mathbf{n}_\odot, \mathbf{n}) E_\odot(\lambda) e^{\frac{-\delta_\lambda}{\mu}} \tag{II.98}$$

Introduciendo esta función fuente en la solución formal dada por la expresión II.66, y considerando la condición de contorno de que no tenemos ninguna fuente de radiación difusa incidente, encontramos que la radiación en la superficie terrestre es

$$L^s(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) = \begin{cases} \frac{\omega_0(\delta_\lambda, \lambda) \mu_0 E_{\odot\lambda}}{4\pi(\mu - \mu_0)} p(\lambda, \mathbf{n}_\odot, \mathbf{n}) (e^{\frac{-\delta_\lambda}{\mu}} - e^{\frac{-\delta_\lambda}{\mu_0}}) & \mu \neq \mu_0 \\ \frac{\omega_0(\delta_\lambda, \lambda) E_{\odot\lambda}}{4\pi\mu_0} \delta_\lambda p(\lambda, \mathbf{n}_\odot, \mathbf{n}) e^{\frac{-\delta_\lambda}{\mu_0}} & \mu = \mu_0 \end{cases} \tag{II.99}$$

mientras que la radiación que sale al espacio, considerando que la superficie terrestre no refleja, es

$$L^s(0, \mathbf{n}, \lambda) = \frac{\omega_0(\delta_\lambda, \lambda) \mu_0 E_{\odot\lambda}}{4\pi(\mu + \mu_0)} p(\lambda, \mathbf{n}_\odot, \mathbf{n}) (1 - e^{-\delta_\lambda(1/\mu + 1/\mu_0)}) \tag{II.100}$$

En la aproximación SOS se calculan las radiancias de ordenes de dispersión mayores individualmente, es decir, para un orden i se considera que tenemos un campo de radiación dado por la solución del orden $i-1$, y se calcula como si sólo se produjese un solo proceso de

dispersión. De esta manera la radiancia total se obtiene como suma de la solución de todos los ordenes de dispersión calculados

$$\begin{aligned} L^s(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) &= \sum_{i=1}^{\infty} L_i^s(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) \\ L^s(\delta_\lambda=0, \mathbf{n}, \lambda) &= \sum_{i=1}^{\infty} L_i^s(\delta_\lambda=0, \mathbf{n}, \lambda) \end{aligned} \quad (\text{II.101})$$

donde la radiancias del orden 1 están dadas por las expresiones II.99 y II.100, y las funciones fuente y radiancias de ordenes sucesivos están dadas a partir de II.98 y II.66 por

$$\begin{aligned} S_{i+1}^s(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) &= \frac{\omega_0(\delta_\lambda, \lambda)}{4\pi} \oint p(\lambda, \mathbf{n}', \mathbf{n}) L_i^s(\delta_\lambda, \mathbf{n}', \lambda) d\Omega' \\ L_i^s(\delta_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) &= \int_0^{\delta_\lambda} S_i^s(\delta'_\lambda, \mathbf{n}, \lambda) e^{-(\delta'_\lambda - \delta_\lambda)/\mu} \frac{d\delta'_\lambda}{\mu} \end{aligned} \quad (\text{II.102})$$

El SOS, tratado en líneas generales, es una aproximación de la solución integral que puede ser directamente aplicado a una geometría específica sin el requerimiento de resolver la ecuación de transferencia radiativa básica en forma diferencial. Además, la estructura inhomogénea del medio puede incorporarse en el cálculo en términos de la integración a lo largo del camino.

II.7 INTRODUCCIÓN AL PROBLEMA DE INVERSIÓN

Puesto que nuestro trabajo se basa en la caracterización de las propiedades de las partículas atmosféricas a partir de la realización de observaciones en el espectro visible solar, tendremos que introducir algunos conceptos relativos al procedimiento empleado. En la base del mismo encontramos el problema de inversión de la ecuación de transporte radiativo. Se trata de extraer consecuencias acerca del medio en el que se ha propagado la radiación mediante la detección de la signatura o marca que éste ha dejado en el flujo radiante.

Supongamos de forma general que S representa la magnitud observada de forma experimental y B la propiedad o característica del medio de interés que quiero conocer, entonces simbólicamente podemos escribir (Liou, 1980):

$$S = F(B) \quad (\text{II.103})$$

donde F representa una función no necesariamente lineal. Considerando que F^{-1} representa la función inversa de F , la relación inversa a la anterior es (figura II.14):

$$B = F^{-1}(S) \quad (\text{II.104})$$

En nuestro caso la ecuación de transporte radiativo representa la función que caracteriza nuestra magnitud, la radiancia. Si la composición y estructura de la atmósfera es conocida (densidad, temperatura, cantidad de gases absorbentes, cantidad y propiedades de dispersión de partículas), y también se conocen las características de las partículas atmosféricas en

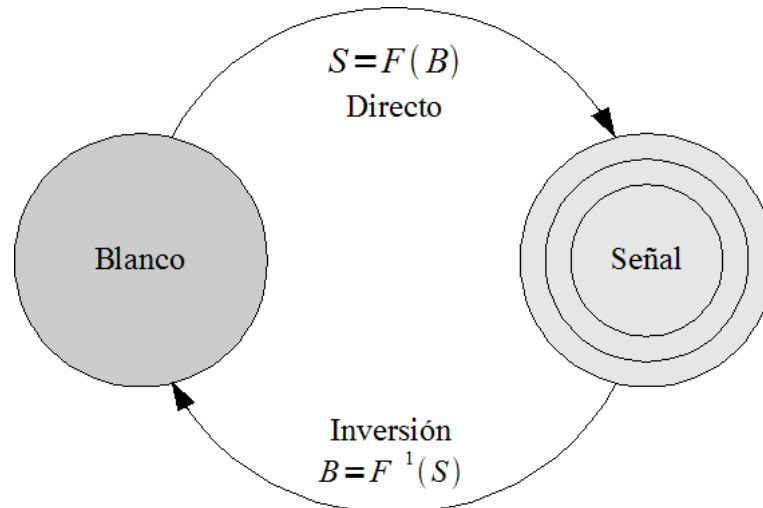


Figura II.14: Esquema de inversión.

todos los niveles, la integración directa de la ecuación de transporte radiativo, con sus correspondientes condiciones de contorno, nos permite obtener de manera inmediata la solución para la radiancia, L_λ , con su distribución espacial y direccional. Esta solución, aún con la complejidad que pueda entrañar su cálculo, siempre existe y es única, esto se conoce como PROBLEMA DIRECTO.

En nuestro caso las magnitudes directamente observadas son la radiancia espectral y la irradiancia directa. Después de atravesar la atmósfera ambas magnitudes se ven modificadas por su interacción con el medio (figura II.15). De este modo, la distribución de radiancia se ve afectada por características de dicho medio tales como la función de fase de dispersión y el albedo de dispersión simple, que a su vez dependen del tamaño y composición de las partículas atmosféricas. Por otro lado, la irradiancia directa nos informa del espesor óptico de la atmósfera, que como hemos puesto en evidencia depende de características tales como el índice de refracción y el tamaño de las partículas. Así, la inversión matemática de la ecuación de transporte radiativo en el caso de disponer de valores experimentales, tanto de radiancia como de irradiancia solar directa, caracteriza las propiedades de las partículas atmosféricas presentes en el medio atmosférico. Este procedimiento matemático, que describiremos con más detalle más adelante, se denomina PROBLEMA INVERSO.

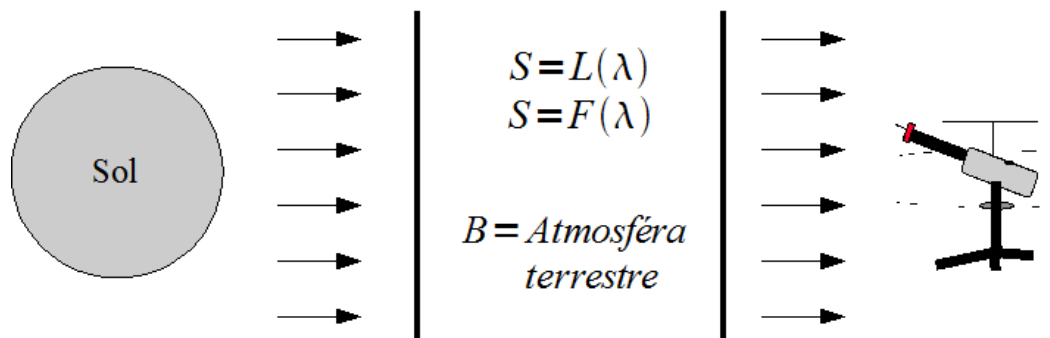


Figura II.15: Esquema de inversión en la atmósfera.

Este problema es más complejo que el directo y requiere un análisis cuidadoso. El obstáculo fundamental en todos los problemas de inversión es la unicidad de la solución. La no unicidad surge por el número de parámetros desconocidos del medio objeto de estudio, cuyas diferentes combinaciones físicas pueden conducir a la misma “signatura en la radiación”. En general, los problemas inversos están débilmente condicionados, por esto, además del problema físico, existen también problemas matemáticos asociados con la existencia y estabilidad de la solución, y la forma en que ésta se construye. Todo esto justifica la gran cantidad de trabajos dedicados a este problema matemático. Como discutiremos posteriormente, aún a pesar de estos problemas, existen formas de obtener soluciones aceptables.

La solución de un problema de inversión a partir de la radiancia observada no puede proporcionar todas las características de las partículas atmosféricas. En nuestro caso nos centraremos en la obtención del albedo de dispersión simple, la función de fase de dispersión simple y la distribución de tamaño del aerosol.

III INSTRUMENTACIÓN

En este Capítulo describiremos el radiómetro CE-318-4 utilizado en este trabajo para la caracterización de las partículas del aerosol atmosférico. Un aspecto importante para poder realizar un buen análisis es la puesta a punto de los instrumentos. Por lo tanto, para disponer de unas medidas fiables, el radiómetro ha sido calibrado cuidadosamente. Además, por las características del instrumento, hay que realizar dos tipos de calibraciones para cada una de las longitudes de onda: una para calibrar las medidas de irradiancia directa, a partir de la cual obtendremos la profundidad óptica del aerosol, y otra para la calibración de las medidas de radiancia del cielo, las cuales se utilizarán en la inversión de la ecuación de transporte radiativo para la obtención de las propiedades radiativas del aerosol atmosférico. Por esta razón, analizaremos el procedimiento seguido en las calibraciones.

III.1 RADIÓMETRO CE-318-4

En las campañas realizadas en este trabajo se han utilizado radiómetros CE-318-4 (tabla III.1), caracterizados por su versatilidad. El radiómetro CE-318-4 se fabrica en CIMEL Electronique (París, Francia). Este instrumento está diseñado para soportar las inclemencias del tiempo, realizando observaciones de manera automática siguiendo un protocolo de medida establecido, sin la necesidad de un operario. Sólo requiere revisiones periódicas para asegurar su buen funcionamiento.

El radiómetro CE-318-4 está compuesto de una cabeza sensora, un robot, una batería y una caja electrónica con la cual se maneja el sistema. La cabeza sensora está sellada adecuadamente para evitar la humedad. En esta cabeza sensora se encuentran los dos detectores de que dispone, dos fotodiodos de silicio, para medir la radiación directa del Sol y la radiancia del cielo. Esta cabeza incorpora 7 filtros interferenciales (con longitudes de onda nominales en torno a 440, 670, 870, 1020, 936, 380 y 340 nm.) colocados en una rueda

Tabla III.1: Características del radiómetro CE-318-4

Marca – Modelo	<i>CIMEL CE-318-4</i>
Detector	<i>Fotodiodo de Silicio</i>
Numero de filtros/longitudes de onda	<i>7</i> <i>1020-870-670-440-936-380-340 nm</i>
FWHM	<i>10-10-10-10-10-4-2 nm</i>
Numero de colimadores	<i>2</i>
FOV/Apertura	<i>1.2°</i> <i>Apertura de cielo es 10 veces mayor que la apertura de directa.</i>
Sistema de búsqueda del sol.	<i>Detector de 4 cuadrantes. Exactitud 0.05°.</i>
Tipo de medidas	<i>Directa</i> <i>Almucántar</i> <i>Plano Principal</i>
Uso	<i>Aerosol atmosférico</i> <i>Vapor de agua</i>
Motores	<i>Motores paso a paso acimutal y cenital</i>
Alimentación	<i>Batería interna para la óptica.</i> <i>Batería externa para los motores.</i> <i>Recargables por panel solar o 220 VAC</i>

gobernada por un motor paso a paso. Además, dispone de un termistor para medir la temperatura del detector y así corregir de cualquier dependencia térmica el detector de silicio. El filtro 936 nm se utiliza para el estudio del vapor de agua, y el resto para los estudios del aerosol.

Esta cabeza sensora lleva acoplados dos colimadores con un campo de visión de 1.2° (FOV). Estos colimadores están diseñados para lograr un rechazo de stray light de 10^{-5} . Además, para lograr un mejor rango dinámico para la radiancia de cielo, el colimador dedicado a esta tarea tiene una apertura 10 veces mayor que el utilizado en la medida de irradiancia directa. Estos colimadores están protegidos por una ventana de cuarzo que permite realizar observaciones en el ultravioleta con el detector de silicio, y con suficiente relación señal-ruido para hacer observaciones espectrales entre 340 nm y 1020 nm.

El robot es una montura altacimutal que incluye dos motores de transmisión directa paso a paso que dirigen la cabeza del sensor en las direcciones de acimut y cenit con una exactitud de 0.05°. El sistema de seguimiento calcula la posición del sol basándose en las coordenadas geográficas y hora del lugar. Entonces, el robot dirige la cabeza del sensor aproximadamente hacia el sol. Después, un sensor de cuatro cuadrantes apunta al sol con mayor exactitud justo antes de realizar una medida. Una vez finalizada, el instrumento vuelve a la posición de reposo, esperando a la próxima secuencia de medida.

El control de la cabeza sensora y de los motores lo realiza la caja electrónica que incluye el sistema de adquisición de datos. En ésta se almacena el protocolo de observación que se desea realizar, así como dichas medidas. Estas medidas se descargan diariamente en un ordenador de manera automática. Mientras no se realice ninguna de las secuencias

programadas, el sistema de control electrónico nos devuelve el control, permitiéndonos realizar alguna medida adicional de manera manual si la ocasión lo requiere.

Para la alimentación del sistema se dispone de una batería interna, que alimenta la óptica y el sistema de control electrónico, y de una batería externa que alimenta a los motores. Estas baterías se recargan gracias a un panel solar, permitiéndonos de esta manera un funcionamiento continuo. Si se desea, para la recarga de las baterías es posible utilizar la corriente eléctrica en lugar del panel solar.

Por defecto, el sistema se encuentra en una posición de reposo, con los colimadores apuntando hacia el suelo con una ligera inclinación, la cual permite que la lluvia resbale y en ningún caso penetre en ellos. En caso de lluvia un sensor de humedad inhibirá cualquier movimiento del sistema distinto de la posición de aparcado. Este sensor es un simple circuito impreso de carácter resistivo.

La medida de la irradiancia directa solar se compone de tres observaciones espectrales (tripleto), con una duración de unos 10 segundos cada una, tomadas con una separación de 30 segundos entre ellas. Este tripleto se realiza en una serie de masas ópticas escogidas de antemano para la realización de una calibración de las medidas de irradiancia durante la mañana y la tarde usando la calibración Langley (escenario Langley), que veremos más adelante. Entre los escenarios Langley de la mañana y de la tarde, la radiación directa solar se mide a intervalos de 15 minutos. La utilidad del tripleto es la detección de nubes, ya que la variación de la medida debido a las partículas del aerosol tiene menor frecuencia que la debida a las nubes.

Las medias de radiancia del cielo sólo se realizan con los filtros de 440, 670, 870 y 1020 nm. Estas medias son de dos tipos: almucántar y plano principal (figura III.1). La medida de almucántar consiste en una serie de medidas tomadas con un ángulo cenital constante y a ángulos de acimut específicos con relación a la posición del sol. Durante la secuencia de medida para cada uno de los canales, el instrumento realiza siempre una primera medida de la irradiancia solar directa y seguidamente realiza un barrido a un lado del disco solar hasta llegar a 180°. Una vez acabada una rama, realiza el mismo proceso para el otro lado del disco solar. El tiempo aproximado de duración de la medida es de 40 segundos por cada rama. Esta secuencia se realiza para masas ópticas de 4, 3, 2 y 1.7 durante la mañana y la tarde, y cada hora entre las 9 y las 15 horas.

La secuencia de plano principal opera en planos de ángulo acimutal constante, midiendo sólo por encima del disco solar hasta alcanzar 150° de separación con respecto al sol manteniendo el ángulo acimutal. Al igual que el almucántar, el tiempo de ejecución de esta secuencia es de unos 40 segundos aproximadamente. Estas observaciones se realizan cada hora cuando la masa óptica es menor que 2, coincidiendo con la menor efectividad de las medidas de almucántar.

En este trabajo se han utilizado dos unidades de este instrumento. Los números de serie, que se utilizarán para la distinción de las medidas de cada instrumento, son #307 y #394.

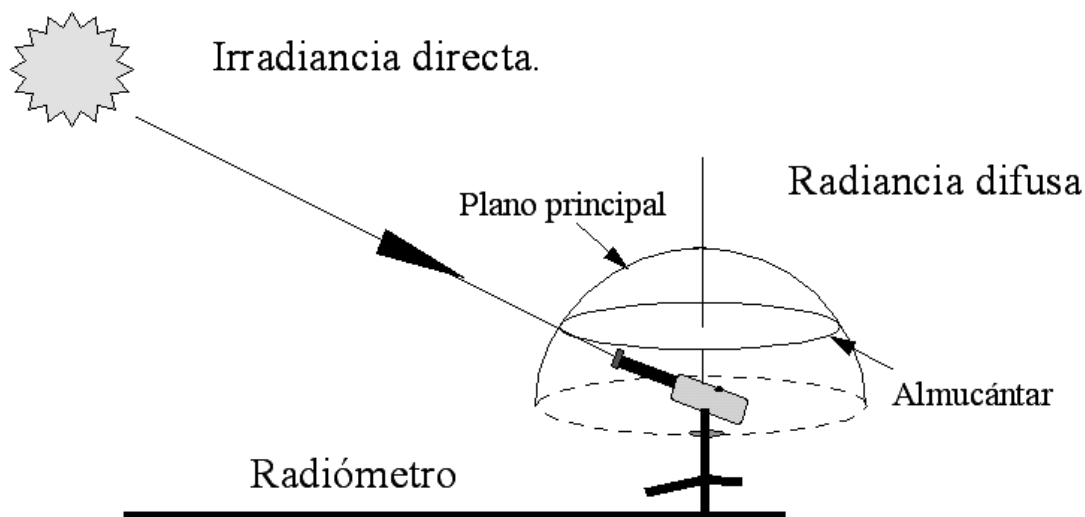


Figura III.1. Representación del tipo de medidas que realiza el CE-318-4.

Además de este modelo, CIMEL Electronique fabrica otras variantes, cuya distinción está fundamentalmente en los filtros utilizados. En una de las variantes el instrumento tiene añadido un filtro en 500 nm. Existe otra versión en la que los filtros de la zona del ultravioleta (340 y 380 nm) son sustituidos por tres filtros polarizados a 60° entre sí en 870 nm. En esta última variante, estos filtros realizan medidas en el plano principal en los momentos del día en los que esté programado una medida de plano principal en los otros filtros. En estas otras dos versiones el resto de filtros (1020 nm, 870 nm, 670 nm, 440 nm, 936 nm), así como el protocolo de medidas, permanecen inalterados. También se ha trabajado con un instrumento de cada versión: un instrumento polarizado con número de serie #176 de la Universidad de Valencia, y otro con número de serie #109 con un filtro en 500 nm. Este último instrumento está incluido en la red AERONET –Aerosol Robot Network (Holben et al., 1998)–, diseñada para la caracterización de las partículas del aerosol a nivel de suelo a escala regional y global, y la validación de las determinaciones que sobre las mismas se realizan mediante las nuevas técnicas desde satélite.

III.2 PARAMETRIZACIONES

Antes de describir la calibración realizada a nuestros instrumentos, haremos un pequeño paréntesis, y presentaremos las parametrizaciones necesarias que se han utilizado en este trabajo. Estas parametrizaciones corresponden a estimaciones de la posición solar, la masa óptica, así como espesores ópticos de los constituyentes atmosféricos, que se encuentran en la literatura y han sido aceptados por la comunidad científica.

Todas las parametrizaciones utilizadas se han obtenido del código de transferencia radiativa SMARTS 2.9 de Gueymard (2001), utilizando el modelo de Atmósfera de Latitudes Medias.

Para la determinación de la posición solar se usa el algoritmo de Blanco-Muriel et al. (2001). Este algoritmo es más exacto en el período 1999-2015 que otros anteriores como es

el caso del algoritmo de Michalsky (1988) basado en las ecuaciones simplificadas del Almanaque Náutico. En cambio, para la distancia Tierra-Sol se ha escogido la expresión presentada por Michalsky (1988).

Debido a las consideraciones realizadas en el Capítulo anterior, la extinción producida por la atmósfera se puede expresar como suma de la extinción producida por cada constituyente atmosférico. Así, en virtud de la expresión II.72, usaremos una masa óptica² distinta para cada uno de los constituyentes. En concreto, debido a la posición espectral de los filtros de nuestro instrumento, sólo consideraremos la posible extinción producida por Rayleigh, aerosol, ozono y NO₂. En particular, hemos considerado para Rayleigh y el aerosol la misma masa óptica. La expresiones utilizadas son

$$\begin{aligned}
 m_R &= \frac{1}{\cos(\theta) + 0.48353 \cdot \theta^{0.095846} \cdot (96.741 - \theta)^{-1.754}} && \text{Rayleigh - Aerosol} \\
 m_o &= \frac{1}{\cos(\theta) + 1.0651 \cdot \theta^{0.6379} \cdot (101.8 - \theta)^{-2.2694}} && \text{Ozono} \\
 m_n &= \frac{1}{\cos(\theta) + 1.1212 \cdot \theta^{1.6132} \cdot (111.55 - \theta)^{-3.2629}} && \text{NO}_2 \\
 m_w &= \frac{1}{\cos(\theta) + 0.10649 \cdot \theta^{0.11423} \cdot (93.781 - \theta)^{-1.9203}} && \text{H}_2\text{O}
 \end{aligned} \tag{III.1}$$

donde θ es el ángulo cenital solar. Estas masas ópticas tienen en cuenta la curvatura atmosférica y el perfil vertical de cada absorbente o dispersor, mitigando las limitaciones de la aproximación de atmósfera plano-paralela.

La profundidad óptica debida a la dispersión por moléculas (Rayleigh) dada por Gueymard (2001) tiene en cuenta las nuevas determinaciones realizadas por Bucholtz (1995) y Bodhaine et al. (1999), y la forma funcional utilizada muestra un mejor acuerdo con los datos teóricos que la propuesta por Bodhaine et al. (1999).

$$\delta_{R,\lambda} = \frac{p/p_0}{117.3405 \cdot \lambda^4 - 1.5107 \cdot \lambda^2 + 0.017535 - 8.7743 \cdot 10^{-4} \cdot \lambda^{-2}} \tag{III.2}$$

donde p/p_0 es una corrección de presión por la altura, siendo p_0 la presión a nivel del mar (Gueymard, 1993).

Para la profundidad óptica del ozono y NO₂ se acepta la forma del producto del espesor reducido (longitud de la capa que se obtendría si todo el ozono o NO₂ en la columna vertical estuviera a la temperatura y presión normal de superficie) expresada en atm-cm, u , por el coeficiente de absorción, A , es decir:

$$\delta_{x,\lambda} = u_x A_{x,\lambda} \tag{III.3}$$

² Recordemos que como se dijo en el apartado II.3, hemos llamado simplemente masa óptica a la masa óptica relativa.

donde x representa al ozono o al NO_2 , dependiendo de qué profundidad óptica se esté hablando. Para el valor del contenido de ozono en la columna se ha usado la base de datos del sensor TOMS (Total Ozone Mapping Spectrometer) a bordo de una plataforma espacial (<http://toms.gsfc.nasa.gov/>), mientras que para el NO_2 se han considerado los valores estándar para la atmósfera de latitudes medias (Gueymard, 2001). Los valores de espesor reducido de estos constituyentes vienen dados para estaciones a nivel del mar, por lo que son corregidos de la altitud del lugar de observación por un factor $C=1-0.00898z$ (z en km) (Gueymard, 2001). Este valor se ha obtenido a partir de los datos de las atmósferas de referencia. Por otro lado, los coeficientes de absorción usados por el SMARTS 2.9 se han obtenido de varias fuentes, dependiendo del rango espectral. Estos coeficientes se corrigen del efecto de la temperatura, ya que están calculados para una temperatura de laboratorio. La temperatura de corrección se define como el promedio del perfil de temperatura de la atmósfera de referencia pesada por la concentración del constituyente en cuestión (Gueymard, 2001).

Sin embargo, para el vapor de agua no se puede expresar la profundidad óptica con una expresión de la forma III.1, ya que la dependencia entre el espesor y la profundidad óptica no es lineal. Por tanto, usamos una expresión para obtener el espesor óptico y no la profundidad, como en los casos anteriores. La expresión utilizada por el SMARTS2.9 fue propuesta por (Pierluisi et al., 1989) y modificada por Gueymard (1999)

$$\tau_{w,\lambda} = [(m_w w)^{1.05} f_w^n B_w A_{w,\lambda}]^c \quad (\text{III.4})$$

donde los $A_{w,\lambda}$ representan a los coeficientes de absorción del vapor de agua y han sido obtenidos de MODTRAN, que se obtienen a su vez a partir de la base de datos de HITRAN (Rothman et al., 1992); m_w es la masa óptica del vapor de agua; w es el contenido de agua precipitable en cm, definido como el espesor de agua líquida que se obtendría si todo el vapor de agua en la dirección cenital estuviera condensado; c y n son exponentes que dependen de la longitud de onda; B_w es un factor de corrección que tiene en cuenta que el proceso de absorción varía con la distancia al centro de la banda; y f_w es un factor de escala de presión que compensa las inhomogeneidades en el espesor del vapor de agua. Aquí la corrección de temperatura no es necesaria.

Los exponentes c y n se ajustan mediante las expresiones

$$\begin{aligned} n &= 0.88631 + 0.025274 \lambda - 3.5949 e^{-4.5445 \lambda} \\ c &= 0.53851 + 0.003262 \lambda + 1.5244 e^{-4.2892 \lambda} \end{aligned} \quad (\text{III.5})$$

El factor f_w viene dado por

$$f_w = k_w [0.394 - 0.26946 \lambda + (0.64478 + 0.23757 \lambda)(p/p_0)]$$

$$k_w = \begin{cases} 1 & \lambda < 0.67 \mu m \\ (0.98449 + 0.023889 \lambda) w^q & \lambda > 0.67 \mu m \end{cases} \quad (\text{III.6})$$

$$q = -0.2454 + 0.037533 \lambda$$

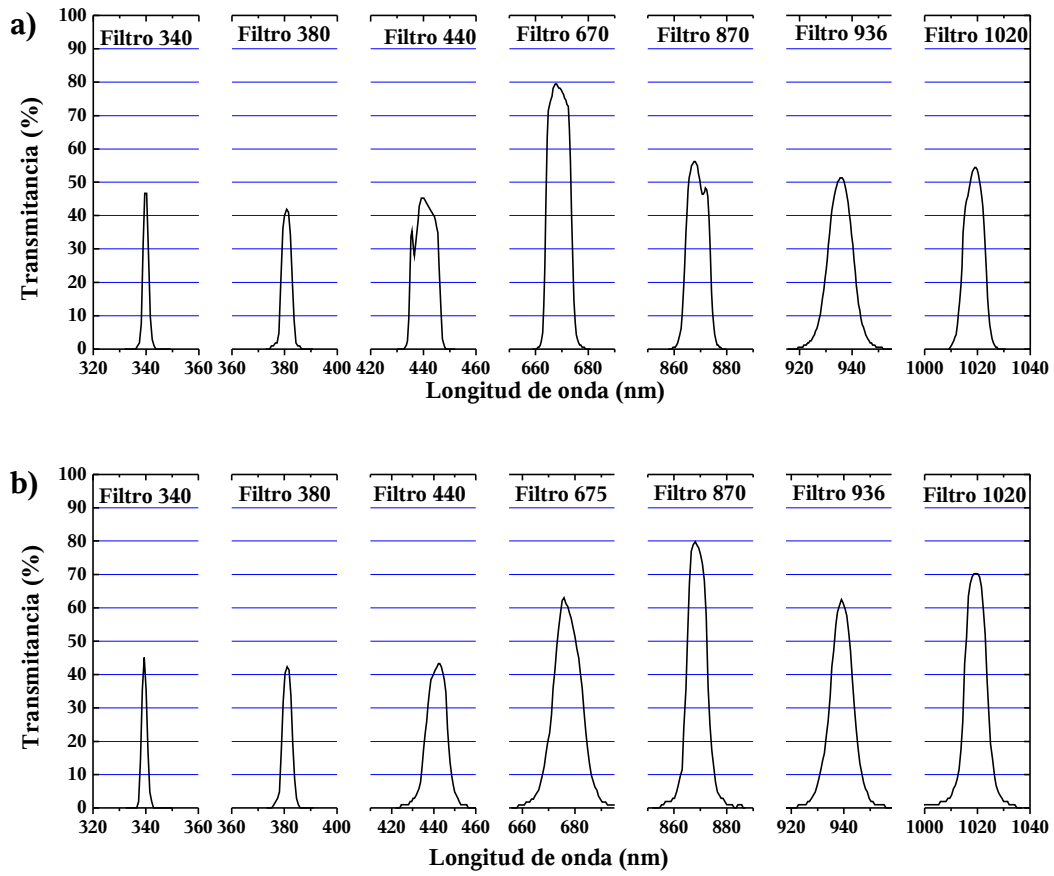


Figura III.2. Curvas de transmitancias de los filtros correspondientes a los instrumentos a) #307 y b) #394.

Por último, el factor B_w se determina por

$$B_w = h(w, m) e^{0.1916 - 0.0785 m_w + 4.706 \cdot 10^{-4} m_w^2}$$

$$h(w, m) = \begin{cases} 0.624 m_w w^{0.457} & A_{w,\lambda} < 0.01 \\ (0.525 + 0.246 m_w w)^{0.45} & A_{w,\lambda} > 0.01 \end{cases} \quad (III.7)$$

Una consideración que se ha tenido en cuenta en los cálculos es el hecho de que nuestro instrumento no mide monocromáticamente, sino que cada uno de los filtros es en realidad una banda espectral (figura III.2). Esta consideración afecta a todas aquellas magnitudes que tengan dependencia espectral. En nuestros cálculos las magnitudes que se verán afectadas serán las transmittancias atmosféricas. Entonces la transmittancia atmosférica para cada filtro vendrá dada por:

$$\bar{T}_i = \frac{\int T(\lambda) \cdot S(\lambda) \cdot E_\odot(\lambda) \cdot d\lambda}{\int S(\lambda) \cdot E_\odot(\lambda) \cdot d\lambda} \quad (III.8)$$

Tabla III.2. Longitudes de onda de los filtros de los instrumentos utilizados, donde λ_n es la longitud de onda nominal y λ_c la longitud de onda central calculada.

Filtro	#307		#394		#109		#176	
	λ_n (μm)	λ_c (μm)	λ_n (μm)	λ_c (μm)	λ_n (μm)	λ_c (μm)	λ_n (μm)	λ_c (μm)
1020	1020	1019	1020	1019	1019	-	1020	-
870	870	869	870	869	869	-	870	-
670	670	669	675	677	674	-	670	-
440	440	441	440	441	440	-	440	-
500	-	-	-	-	500	-	-	-
380	380	381	380	381	379	-	-	-
340	340	340	340	340	339	-	-	-
936	936	936	936	939	940	-	936	-

donde $T(\lambda)$ es la transmitancia atmosférica, $S(\lambda)$ es la transmitancia del filtro, y $E_{\odot}(\lambda)$ es la irradiancia espectral extraterrestre. Cuando no conocemos la transmitancia del filtro suponemos para ésta una función gaussiana con centro en la longitud de onda nominal dada por el fabricante, y con desviación estándar de la gaussiana $\text{FWHM}(8\ln 2)^{-0.5}$ (Gueymard, 2001). Por lo tanto, necesitaremos también un espectro solar extraterrestre. El espectro escogido ha sido el conocido en MODTRAN v4.0 como MODTRAN 2 de Wehrli/WRC/WMO, por ser un espectro generalmente bien aceptado.

En otras situaciones necesitamos asociar una longitud de onda efectiva al filtro (por ejemplo en la determinación del exponente de Ångström). En este caso determinamos la longitud de onda central del filtro como:

$$\bar{\lambda}_i = \frac{\int \lambda \cdot S(\lambda) \cdot d\lambda}{\int S(\lambda) \cdot d\lambda} \quad (\text{III.9})$$

Cuando no disponemos de las curvas de transmitancia de los filtros, se acepta como longitud de onda para estos cálculos la longitud de onda nominal dada por el fabricante (tabla III.2).

III.3 CALIBRADO LANGLEY

A principios del siglo pasado Samuel Pierpoint Langley desarrolló un método para determinar la irradiancia solar fuera de la atmósfera terrestre. Mientras realizaba su investigación, Langley se dio cuenta que si la cantidad de aire que atravesaba el haz solar aumentaba, entonces la cantidad de energía que alcanzaba la superficie disminuiría proporcionalmente al logaritmo de la masa de aire atravesada (Kuester et al., 2003). Como hemos visto en el capítulo anterior, la profundidad óptica depende del número de moléculas y partículas de aire que el haz solar tiene que atravesar, y si la profundidad óptica aumenta la cantidad de energía solar que alcanza la superficie disminuye. Además, como ya hemos aclarado, esta atenuación de la radiación solar a través de la atmósfera se describe por la ley

de Beer-Lambert-Bouger (expresiones II.67 y II.95). Olvidándonos de algunas de las dependencias en la notación, volvemos a escribirla aquí en su forma de irradiancias

$$E_{\lambda} = \left(\frac{R_{\odot}}{R} \right)^2 E_{\odot\lambda} e^{(-m\delta_{\lambda})} \quad (\text{III.10})$$

donde, m es la masa óptica en el momento de la medida, E_{λ} es la irradiancia directa para la longitud de onda λ a nivel de suelo, δ_{λ} es la profundidad óptica total de la atmósfera, $E_{\odot\lambda}$ es la irradiancia en el límite exterior de la atmósfera (extraterrestre) a la distancia media Tierra-Sol, R_{\odot} , y R es la distancia Tierra-Sol en el momento de la medida. A partir de ahora notaremos el cociente de distancias Tierra-Sol como r .

Si tomamos logaritmos en la expresión anterior tendremos:

$$\ln E_{\lambda} = \ln(r^2 E_{\odot\lambda}) - m\delta_{\lambda} \quad (\text{III.11})$$

que corresponde a la expresión de una recta cuya variable independiente es la masa óptica relativa y cuya variable dependiente es el logaritmo de la irradiancia directa medida. En esta representación la pendiente es el valor negativo de la profundidad óptica total, y el logaritmo de la irradiancia extraterrestre en ese momento es la ordenada en el origen. Esta representación se denomina representación Langley.

Si reemplazamos la irradiancia por la respuesta del detector a esa irradiancia podemos escribir:

$$\ln V_{\lambda} = \ln r^2 V_{\odot\lambda} - m\delta_{\lambda} \quad (\text{III.12})$$

donde V_{λ} es la respuesta de nuestro detector, y $V_{\odot\lambda}$ será la respuesta del detector a una irradiancia igual a la solar extraterrestre. Por lo tanto, para una longitud de onda dada, si realizamos una serie de medidas de irradiancia solar directa en superficie a distintas masas ópticas durante un periodo en el que la profundidad óptica sea constante, $V_{\odot\lambda}$ puede determinarse a partir de la representación Langley.

Las causas de error del método incluyen efectos tales como el ancho de banda finito del instrumento, la inestabilidad del instrumento, la falta de linealidad de la respuesta con el flujo incidente, la contribución de la radiación difusa a la medida de irradiancia directa, la estabilidad del espesor óptico durante las medidas, y el error en la irradiancia extraterrestre que se emplee (Vergaz, 2001).

El método estadístico para ajustar la recta de la calibración daría una medida del error asociado a esta determinación. Los errores debidos a la estabilidad y linealidad del instrumento son difíciles de detectar, pero se podría minimizar teniendo un conocimiento exhaustivo de su funcionamiento, así como un buen mantenimiento de éste (Vergaz, 2001).

El error correspondiente al ancho de banda del instrumento se debe a que la ley de Beer-Lambert-Bouguer es sólo aplicable monocómicamente, y de su aplicación sobre una banda

de una cierta anchura espectral se derivan errores, tanto mayores cuanto mayor sea esta anchura, dependiendo de su situación en el espectro. Para que este error sea inferior al 0.1% la anchura debe ser inferior a 10 nm para longitudes de onda superiores a 450 nm, e inferior a 5 nm entre 370 y 450 nm (Box, 1981; Thomason et al., 1982). En nuestro caso el ancho de banda es de 10 nm en el visible, mientras que para 380 y 340 nm son de 4 y 2 nm, respectivamente.

Otra causa de error es la radiación difusa, ya que se mide con un cierto ángulo sólido algo mayor que el sustentado por el Sol. Las partículas que están en direcciones cercanas a la del Sol pueden redistribuir la radiación que acabe entrando en nuestro instrumento. Así, nuestra medida será la suma de la irradiancia solar directa y una pequeña contribución de la radiación difusa. En los casos en los que el FOV del instrumento es lo bastante pequeño para reducir la radiación difusa, la salida del instrumento puede asumirse como proporcional a la irradiancia solar directa. El término de radiación difusa medido depende del FOV, de las propiedades de las partículas y del albedo de la superficie. Cálculos realizados por Tomasi et al. (1999) y Marani et al. (2002) estiman que el error en la medida es del 0.3% en la longitud de onda de 380 nm, y 0.2% en 500 nm para un aerosol rural, FOV de 120', $m=6$ y $\tau_{500}=0.25$. Dado que nuestro instrumento tiene un FOV de 72', podemos afirmar que nuestro error al no considerar la radiación difusa en nuestras medidas de irradiancia solar directa será menor que 0.2% en 500 nm para un aerosol rural con $m=6$ y $\tau_{500}=0.25$.

Al realizar el ajuste en la representación Langley obtenemos la respuesta del instrumento a la irradiancia solar extraterrestre. Por lo tanto, podemos relacionar ambos valores y así obtener la calibración absoluta del instrumento. Dado que el espectro de referencia que se use para esta calibración tiene un error (habitualmente estos espectros tienen errores menores del 3%), nuestra calibración tendrá asociado un error debido al espectro solar utilizado. Si nuestro propósito es utilizar las medidas para inferir la profundidad del aerosol, la calibración absoluta no es necesaria, y eliminaríamos así una fuente de error en la determinación de la profundidad óptica del aerosol.

El factor que puede causar mayor error en la calibración Langley es la estabilidad de la profundidad óptica, ya que es condición indispensable para poder realizar el ajuste en la representación Langley que esta profundidad óptica total sea constante a lo largo de todo el periodo de observación. La causa de la inestabilidad puede estar asociada a nubes, convección, viento y partículas del aerosol. Para evitar en la medida de lo posible estos efectos hay que elegir los días cuidadosamente, preferentemente que sean días de cielo azul, vientos en calma, condiciones suaves para evitar el transporte de partículas, si es posible en lugares de alta montaña alejados de las fuentes de partículas y situados por encima de la mayor concentración de éstos. Aún así, es recomendable sólo usar las medidas de la primera mitad del día, para evitar los posibles ascensos de la capa de mezcla. Así, para longitudes de onda del visible se recomienda usar rangos de masas ópticas entre 2 y 6 (Harrison and Michalsky, 1994) y para el UV hay autores que proponen usar masas ópticas entre 1.2 y 2.2 (Slusser et al., 2000). La razón de no usar masas grandes se debe a que el error que se comete en la determinación de la masa óptica puede ser alto, lo que afectaría de manera importante en el ajuste. Por otro lado, el límite inferior se debe a que las variaciones de la

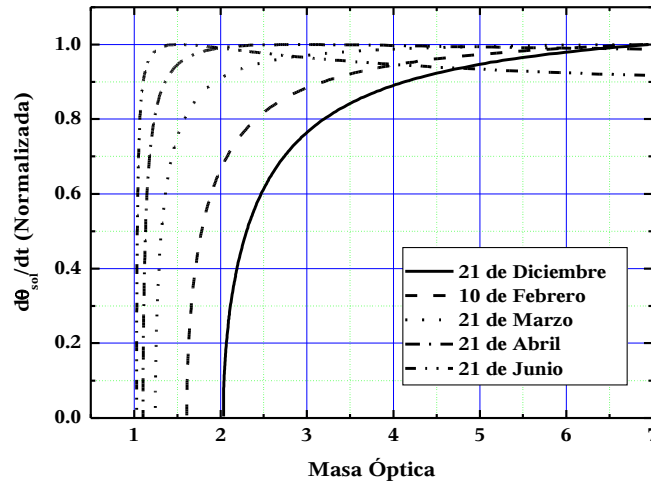


Figura III.3. Velocidad cenital del Sol normalizada a 1 en su valor máximo en función de la masa óptica para distintas fechas del año para Granada.

masa óptica con el tiempo son pequeñas, pudiendo variar sustancialmente las condiciones atmosféricas sin variar la masa óptica. Como se observa en la figura III.3, donde se representa la variación del ángulo cenital solar con el tiempo normalizada a 1 para su máximo valor en la situación de Granada, a medida que la masa óptica es menor la velocidad con que se mueve el sol en la vertical disminuye, por lo que es necesario que transcurra más tiempo en masas pequeñas que en masas grandes para tener una diferencia significativa en la masa óptica.

Dado que una de las características más importantes de las partículas del aerosol es su gran variabilidad tanto espacial como temporal, el calibrado Langley se podría realizar respecto a la extinción del aerosol, en lugar de la extinción total atmosférica. Para ello el término de extinción total lo descomponemos en cada uno de los atenuadores que contribuyen, según la expresión II.73

$$m \delta = m_R \delta_{R\lambda} + m_a \delta_{a\lambda} + m_o \delta_{o\lambda} + m_n \delta_{n\lambda} \tag{III.13}$$

donde los subíndices R , o , n , a hacen referencia a Rayleigh, Ozono, NO_2 y aerosol, respectivamente. Si introducimos esta descomposición en la Ley de Beer-Lambert-Bouguer y despejamos, tendremos:

$$\ln(E_\lambda r^{-2}) + m_R \delta_{R\lambda} + m_o \delta_{o\lambda} + m_n \delta_{n\lambda} = \ln E_{\odot\lambda} - m_a \delta_{a\lambda} \tag{III.14}$$

Al igual que antes, con esta expresión podemos obtener el coeficiente de calibrado sin más que descontar a las medidas la contribución de Rayleigh, Ozono y NO_2 , y realizando el ajuste respecto a la masa óptica relativa del aerosol. Llamaremos en adelante a esta forma de calibrar, calibración Langley mejorada.

La representación Langley mejorada tiene dos ventajas. La primera es que minimizamos el error en la masa óptica, ya que estamos asociando a cada componente una masa óptica distinta, mientras que antes sólo se usaba una para todos los componentes. Para masas pequeñas este efecto no es importante, pero para masas grandes la diferencia entre las masas de cada componente comienza a ser notoria. Por otro lado, este tipo de representación tiene la ventaja de que sirve como test para comprobar si el aerosol ha sido lo suficientemente estable durante las observaciones, ya que en el caso anterior su variabilidad estaba enmascarada, sobre todo en longitudes de onda cortas, por la extinción del resto de componentes. Esto influye en el coeficiente de correlación que disminuye en este segundo caso.

Las dos representaciones Langley's anteriores tienen otra forma en las técnicas utilizadas en Astronomía (Mitchell and Forgan, 2003). En Astronomía se suelen dividir las expresiones anteriores de las representaciones Langley's por la masa óptica total o la del aerosol, respectivamente. De esta manera la variable independiente cambia a la inversa de la masa óptica y la variable dependiente es la irradiancia directa medida dividida por la masa óptica en el momento de la medida. En esta representación, de la pendiente se obtiene el coeficiente de calibrado, mientras que la ordenada en el origen nos da la profundidad total o del aerosol.

$$\frac{\ln(E_{\lambda} r^{-2})}{m} = \frac{\ln E_{\odot\lambda}}{m} - \delta_{\lambda} \quad (III.15)$$

$$\frac{\ln(E_{\lambda} r^{-2}) + m_R \delta_{R\lambda} + m_o \delta_{o\lambda} + m_n \delta_{n\lambda}}{m_a} = \frac{\ln E_{\odot\lambda}}{m_a} - \delta_{a\lambda}$$

Los coeficientes de calibrado que dan los ajustes de estas rectas son muy altos, por lo que no dan mucha información sobre la estabilidad del momento elegido. La ventaja es que el coeficiente de calibrado se obtiene a partir de la pendiente y no de la ordenada en el origen, la cual venía a ser una extrapolación a masa óptica cero.

III.3.1 DESCRIPCIÓN DEL SITIO EXPERIMENTAL

El lugar elegido para el calibrado Langley de los radiómetros se conoce como “Ahí de Cara”, y se encuentra a 2100 metros sobre el nivel del mar en las macizo montañoso de Sierra Nevada (Granada); sus coordenadas geográficas son 37.12°N, 3.43°O. Este lugar está localizado en la ladera norte de Sierra Nevada, aproximadamente a 17 km de la ciudad de Granada y a 47 km del litoral marítimo (Mar Mediterráneo). Las condiciones continentales que prevalecen en este sitio son las responsables de grandes diferencias estacionales de temperatura, ofreciendo inviernos fríos, con presencia de nieve, y veranos cálidos sin nieve. Las precipitaciones se presentan durante la primavera y en la temporada invernal. Los veranos son normalmente muy secos, con muy pocos eventos de lluvia en julio y agosto. El área también presenta grandes periodos de baja humedad. La ciudad de Granada, localizada al noroeste de la estación, es una ciudad media no industrializada (Alcántara et al., 2004).

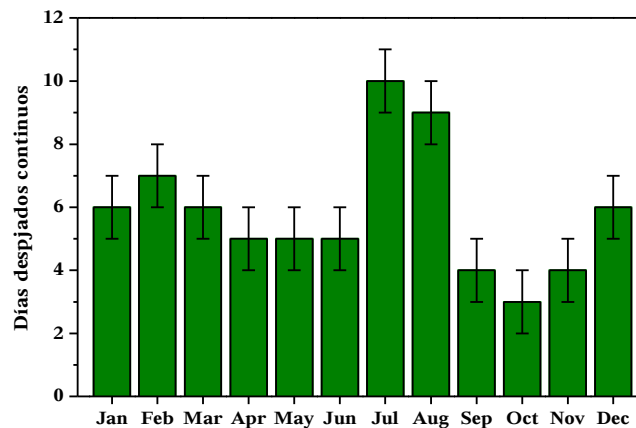


Figura III.4. Promedio mensual del número de días despejados en Sierra Nevada (1994-2001).

La figura III.4 muestra el número promedio de días consecutivos sin nubes durante el periodo 1994-2001. Como se puede observar, existen grandes periodos con días consecutivos despejados. Además, las condiciones durante la mañana suelen ser estables, debido a que la altura de la capa de mezcla cae por debajo del nivel de la estación hasta mediodía. Este hecho, combinado con la facilidad de acceso por carretera hasta los 2600 m durante todo el año, hace del sitio un lugar idóneo para realizar una calibración Langley.

III.3.2 CALIBRADO LANGLEY DURANTE LA CAMPAÑA VELETA 2002

La campaña experimental VELETA 2002, que se describirá con más detalle posteriormente, se desarrolló en el entorno de Granada. En esta campaña se utilizaron los instrumentos CIMEL #109, #176, #307, #394.

Esta campaña se dividió en dos fases, una fase de intercomparación-calibración y una segunda fase de medidas. La calibración de los instrumentos se realizó en el lugar descrito anteriormente en III.3.1, mientras que la fase de intercomparación se realizó en Armilla (680 m s.n.m.), situada a 2 km de Granada en dirección suroeste.

III.3.2.1 CIMEL #307

Este instrumento estuvo localizado durante la fase de medidas de la campaña experimental en el paraje de Sierra Nevada llamado Las Sabinas, situado a 2200 m s.n.m., por lo que las medidas realizadas durante la campaña sirvieron a su vez para su calibración. Debido a esta posibilidad de poder realizar un calibrado mejor para este instrumento que para el resto de instrumentos, se decidió que el instrumento #307 fuera el instrumento de referencia.

Tabla III.3. Resultado de las representaciones langleys aceptadas para el CIMEL #307 durante la campaña VELETA 2002.

Día	1020 nm	870 nm	670 nm	440 nm	380 nm	340 nm
9 M	3569	4972	9512	3943	32595	20786
16 M	3550	4987	9603	4046	33915	21682
16 T	3489	4905	9496	3979	33230	21080
17 M	3498	4881	9421	3918	32490	20550

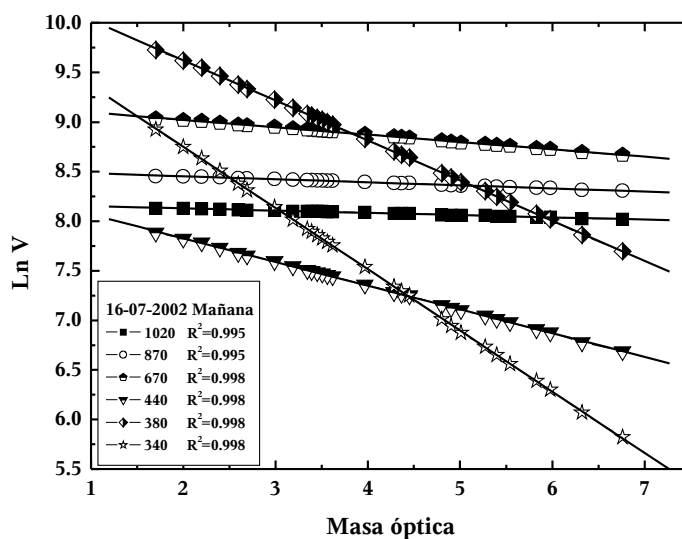


Figura III.5. Representación Langley realizada con el CIMEL 307 durante la mañana del día 16/07/2002 (VELETA 2002).

Por convenio con el resto de grupos participantes en la campaña VELETA 2002 (Capítulo V), para la calibración de este instrumento se utilizaron todas las medidas que el instrumento realiza en su escenario programado de Langley, y el método de Langley normal (Estellés et al. 2006), que como se pondrá en evidencia en el apartado III.3.3.1 permite obtener coeficientes de calibrado casi idénticos a los obtenidos con el Langley mejorado. Estas medidas van desde masas ópticas 7 hasta 1.7. Se realizaron las representaciones Langley de todos los días. Se realizó una durante la mañana y otra durante la tarde, con lo que se disponía de 13 representaciones Langley. Después de verificar su estabilidad y analizarlos, se descartaron aquellos que presentaban una mayor profundidad óptica total (0.03 en 1020 nm, 0.04 en 870 nm, 0.09 en 670 nm, 0.26 en 440 nm, 0.45 en 380 nm, 0.65 en 340 nm). También se rechazaron los Langley en los que en algún canal su desviación con respecto a la media superara 3σ (Estellés et al. 2006). En la figura III.5 se muestra un ejemplo de los Langley realizados durante la campaña VELETA 2002.

Con este análisis, sólo se aceptaron 4 representaciones que presentaban un coeficiente de correlación muy alto, $R^2 > 0.99$, para todas las longitudes de onda. Los resultados se muestran en la tabla III.3. Como se puede ver en dicha tabla, se aceptaron 3 representaciones correspondientes a la mañana y una de la tarde.

Tabla III.4: Coeficientes de calibrado del CIMEL #307 en VELETA 2002.

Longitud (nm)	Media V_0	Desviación estándar	Error estándar de la media	%Desviación
1020	3530	40	20	1.1
870	4940	50	30	1.0
670	9510	80	40	0.8
440	3970	60	30	1.4
380	33060	660	330	2.0
340	21020	490	240	2.3

Para la obtención de un sólo coeficiente de calibrado para cada longitud de onda se calcularon los valores medios (tabla III.4). El valor del tanto por ciento de desviación de la media nos da una idea del error máximo (para $m=1$) que supondrá en el cálculo de la profundidad óptica del aerosol el uso del coeficiente de calibrado obtenido. En nuestro caso, supondrá un error de 0.01 para las longitudes de onda del visible y de 0.02 para las del ultravioleta (Estellés et al. 2006). Estos errores son similares a los dados por AERONET (Holben et al., 1998).

III.3.2.2 Calibrado de los CIMEL #109, #176, #394

Para el calibrado de estos radiómetros en la campaña VELETA 2002, en principio, sólo se dispone de los datos realizados durante la fase de calibración, pero hubo algunos problemas. Así, el instrumento #109 se incorporó a la campaña más tarde, y sólo se pudo obtener un calibrado Langley aceptable. Por otro lado, los datos del instrumento #394 muestran irregularidades que lo hace no fiable. Por lo tanto, después de realizar un primer análisis de los datos que se realizaron en la fase de intercomparación, se decidió realizar una transferencia de calibrado desde el #307, a partir de los datos de intercomparación.

En el proceso de transferencia de calibrado se han buscado las medidas coincidentes en el tiempo de ambos instrumentos. Posteriormente se ha realizado el cálculo del valor que tendría el coeficiente de calibrado de cada instrumento en cada uno de los puntos para que ambos instrumentos tuvieran la misma medida de irradiancia (Estellés et al. 2004; Estellés et al. 2006)

$$C_x = M_x \frac{C_{\#307}}{M_{\#307}}$$

donde M hace referencia a la medida del instrumento indicado en el subíndice y C al coeficiente de calibrado. Por último, con todos los valores disponibles se ha realizado una media, descartando para ésta aquellos cuya desviación con respecto a la media fuera superior de 1% para las longitudes del visible y 2% para el ultravioleta (Estellés et al. 2004; Estellés et al. 2006). La tasa de puntos que se utilizaron para la transferencia, en la peor situación, es algo ligeramente superior al 50%. Además se comprobó que si se eliminaban más puntos los resultados no variaban. Los valores de este calibrado se presentan en la tabla III.5.

Tabla III.5. Coeficientes de calibrado de los instrumentos #109, #176, #394 en VELETA 2002.

Longitud (nm)	Media V_0	Desviación estándar	Error estánd. de la media	%Desviación
<i>CIMEL #109</i>				
1020	16430	150	10	0.9
870	15220	80	6	0.5
670	23380	150	10	0.6
440	12810	70	5	0.5
380	25710	250	20	1.0
340	28120	290	20	1.0
<i>CIMEL #176</i>				
1020	2813	15	1	0.5
870	5224	22	2	0.4
670	9158	43	3	0.5
440	2764	10	1	0.6
<i>CIMEL #394</i>				
1020	7680	46	4	0.6
870	11218	53	4	0.5
670	15437	73	6	0.5
440	7389	35	3	0.5
380	53830	380	30	0.7

Hay que aclarar que durante esta campaña experimental el filtro 340 nm del instrumento #394 no operó correctamente, por lo que sus datos no fueron procesados. Por otro lado, para el instrumento #109 de la red AERONET se disponía de los coeficientes de calibrado. Como se trata de un instrumento que no es de referencia en la red, y a desajustes mecánicos que se produjeron durante su viaje hasta la campaña, el considerarlo como instrumento de referencia implicaría una mayor incertidumbre que la obtenida con el procedimiento seguido. Finalmente, como el instrumento #307 se ha considerado en esta campaña como referencia, y no dispone del filtro de 500 nm, se ha admitido para este filtro el coeficiente dado por AERONET.

En la tabla III.6 se muestran los resultados de la comparación del calibrado de AERONET y el calibrado transferido en la campaña. Como se puede apreciar las diferencias no son muy altas en la mayoría de los casos, teniendo en cuenta que las incertidumbres de AERONET para los instrumentos de campo son de alrededor 1-2%. En este sentido podemos considerar que el procedimiento seguido es consistente en comparación con la calibración de AERONET.

Las mayores diferencias surgieron en los filtros 340 y 670 nm. En el caso del filtro 340 nm podría haber alguna duda sobre los coeficientes de calibrado debido a que no hemos hecho restricciones con la masa óptica, tal como proponen Slusser et al. (2000). Después de recalcular los coeficientes tanto para el instrumento #307 como para el #109, teniendo en cuenta las restricciones de masa óptica, resultó ser indiferente. El resultado mostraba una

Tabla III.6. Desviación del calibrado de AERONET y la transferencia desde el CIMEL #307 para el CIMEL #109.

Filtro	Desviación %
1020	-0.3
870	-0.4
670	-1.6
440	-0.5
380	0.4
340	4.0

diferencia máxima de 0.1% con respecto al coeficiente calculado inicialmente para el instrumento #307. Por el contrario, para el instrumento #109 la diferencia, en su valor máximo, alcanzó el 0.2%. Por lo tanto, ya que las diferencias no son importantes, se mantuvieron los coeficientes inicialmente determinados para mantener un criterio común.

En cuanto a la diferencia en 670 nm, el origen puede ser otro. Podrían ser problemas derivados de la calibración de AERONET. Otra causa podría estar en la separación en longitud de onda de los filtros de estos instrumentos, que es de unos 5 nm. Esto en principio no debería ser importante, ya que los filtros están situados en zonas espectrales donde la absorción de los gases es mínima. Pero este filtro se encuentra ligeramente contaminado por la absorción de ozono, que junto a la diferencia en la dispersión de Rayleigh y del aerosol, podría ocasionar esta diferencia. De todos modos, dado que las diferencias que se encuentran son del orden del error permitido, se decidieron mantener los coeficientes.

En la figura III.6 se muestran las profundidades ópticas totales obtenidas el día 11/07/2002 en Armilla durante la campaña VELETA 2002 en la longitud de onda de 440 nm,

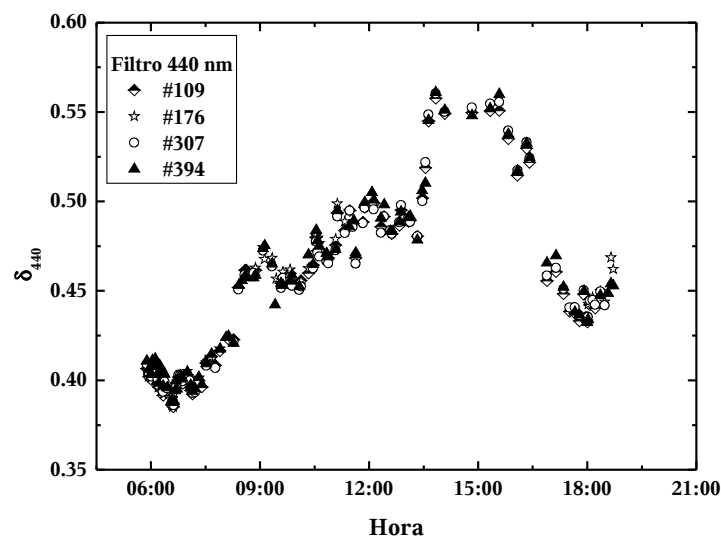


Figura III.6. Comparación de las profundidades ópticas totales en 440 nm durante el día 11/07/2002.

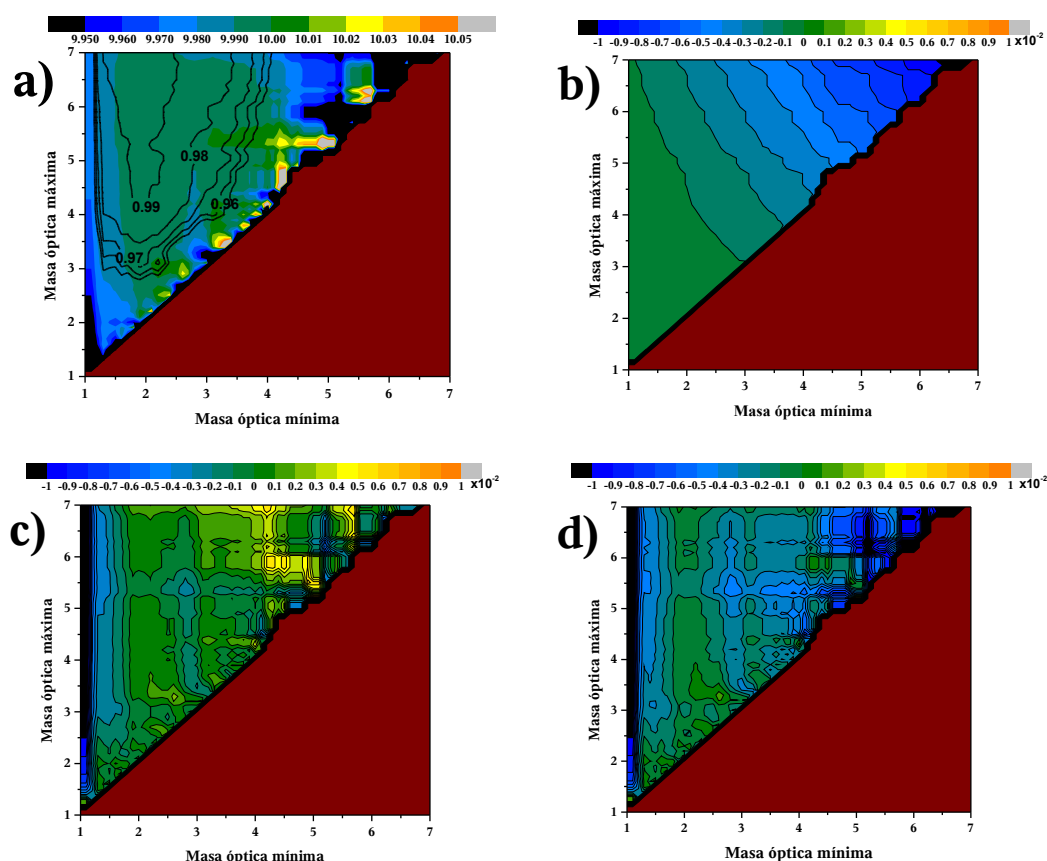


Figura III.7. Valores del $\ln V_0$ con diferentes combinaciones de masas ópticas mínima y máxima en la longitud de onda 340 nm durante el día 23/4/2004. a) Langley mejorado con isolíneas de R^2 ; b) diferencia entre Langley normal y mejorado; c) diferencia entre Langley mejorado astronómico y mejorado; d) diferencia entre Langley astronómico y mejorado.

usando para ello los coeficientes de calibrado presentados en la tabla III.5. Como puede observarse en los resultados no se aprecian grandes diferencias entre los distintos instrumentos.

III.3.3 CALIBRADO LANGLEY POSTERIOR A VELETA 2002

Antes de describir el procedimiento utilizado en el calibrado de los instrumentos #307 y #394 después de la campaña VELETA 2002, realizaremos un análisis de los distintos métodos de calibración.

III.3.3.1 Análisis de los métodos de calibrado

Ante las distintas posibilidades de realizar la calibración y la utilización de distintos rangos de masas, realizamos un primer análisis para ver cuales pueden ser las discrepancias entre utilizar un método de calibrado u otro, así como el efecto del rango de masas utilizado.

Debido a la mayor sensibilidad del Langley mejorado ante las fluctuaciones del aerosol, se ha escogido éste como punto de partida, y se han analizado las diferencias de los otros

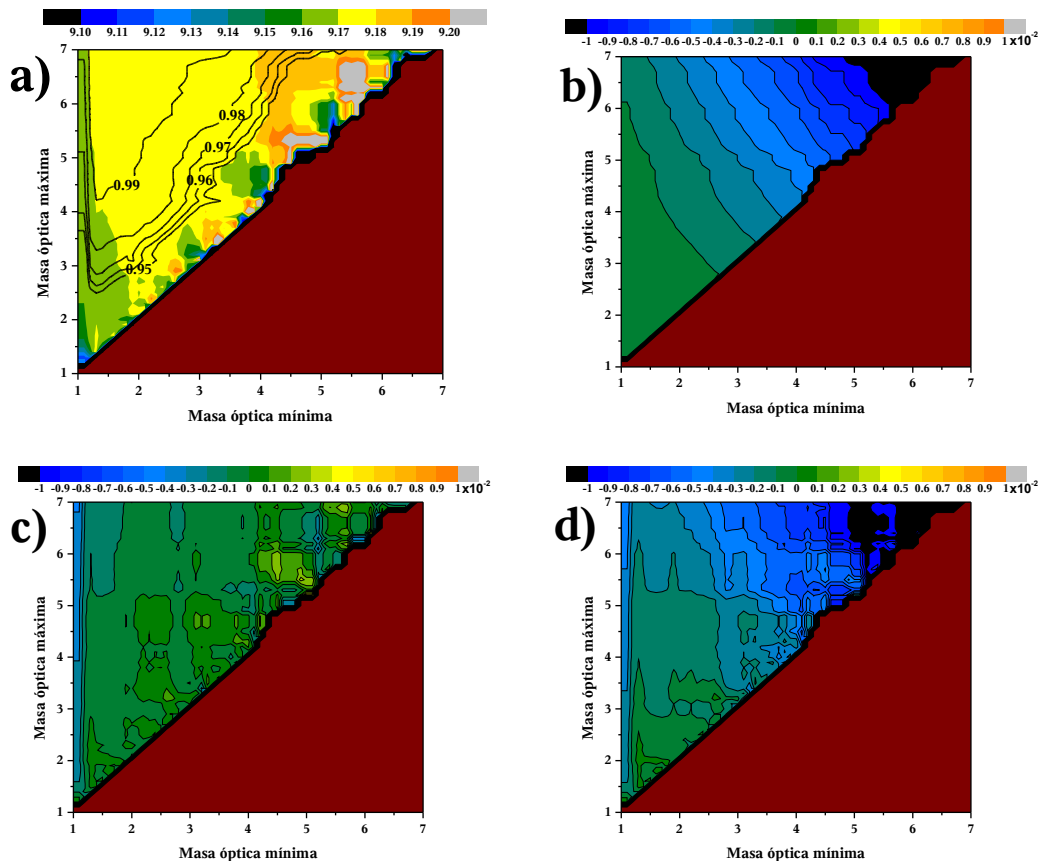


Figura III.8. Valores del $\text{Ln}V_0$ con diferentes combinaciones de masas ópticas mínima y máxima en la longitud de onda 670 nm durante el día 23/4/2004. a) Langley mejorado con isolíneas de R^2 ; b) diferencia entre Langley normal y mejorado; c) diferencia entre Langley mejorado astronómico y mejorado; d) diferencia entre Langley astronómico y mejorado.

métodos frente a éste. En las figuras III.7, III.8, y III.9 se muestra un ejemplo de este análisis para el día 23 de abril de 2004 para las longitudes de onda de 340, 670 y 1020 nm, respectivamente. En ellas se representa un mapa del Langley mejorado con todos los posibles ajustes realizados según el intervalo de masas ópticas sobre el que se han superpuesto las isolíneas del coeficiente de correlación del ajuste (R^2). En los otros tres mapas se representan las diferencias entre cada uno de los otros métodos y el Langley mejorado. Como se puede observar, el coeficiente de calibrado no tiene una dependencia importante con el rango de masa utilizado, existe una gran variedad de rangos para los cuales el logaritmo del coeficiente no varía más de 0.01, lo que traducido a la estimación de la profundidad óptica del aerosol, en el caso más desfavorable, es un error de 0.01 (Alcántara et al., 2004). Es decir, podríamos utilizar una gran variedad de rangos de masas sin que nuestro error en la determinación del coeficiente de calibrado aumente.

Cuando comparamos entre las distintas posibilidades frente al Langley mejorado vemos que, salvo en los rangos de masas extremas, la diferencia fluctúa en torno a cero, lo que nos da a entender que no hay un método destacable respecto al resto, es decir, podríamos usar cualquiera de los cuatro, los resultados serían similares (Alcántara et al., 2004). En el caso del Langley normal se observa cómo afecta el efecto de diferentes masas para cada componente. A medida que en el ajuste existen mayor número de masas grandes, la

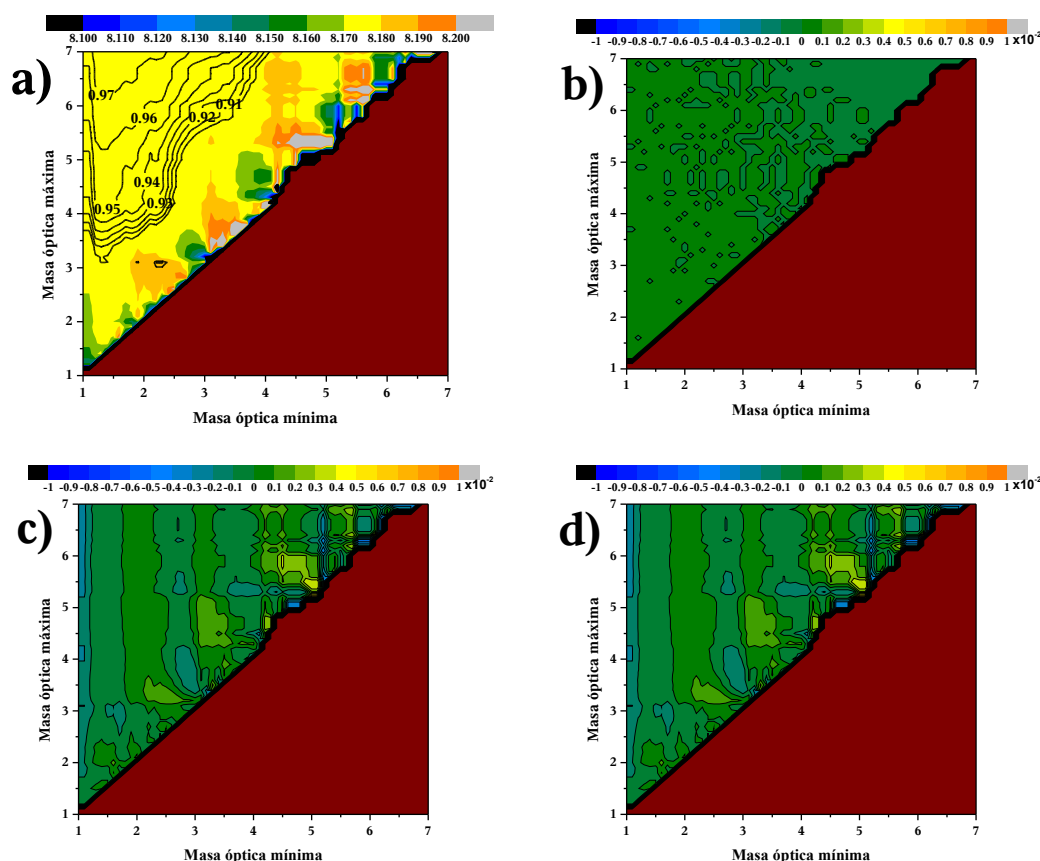


Figura III.9. Valores del $\text{Ln}V_0$ con diferentes combinaciones de masas ópticas mínima y máxima en la longitud de onda 1020 nm durante el día 23/4/2004. a) Langley mejorado con isolíneas de R^2 ; b) diferencia entre Langley normal y mejorado; c) diferencia entre Langley mejorado astronómico y mejorado; d) diferencia entre Langley astronómico y mejorado.

diferencia entre ambos se incrementa por la diferencia en las masas ópticas. Esta diferencia llega a ser, en el caso más extremo, de 0.01, principalmente en el filtro 670nm; en el resto de filtros las diferencias son mucho menores, y disminuyen a medida que el efecto de O_3 más del NO_2 es menor.

Algo similar ocurre en 340 nm, pero en este filtro aparece otro término a tener en cuenta: la radiación difusa. Aunque como se ha comentado anteriormente la radiación difusa que capta nuestro instrumento cuando realiza la medida de irradiancia directa es pequeña, resulta que cuando utilizamos en un Langley sólo masas ópticas grandes esta radiación difusa puede dar un coeficiente de calibrado erróneo, inferior al real. En la figura III.10 se ha representado el logaritmo del coeficiente del filtro en 340 nm frente a la profundidad óptica del aerosol que se han obtenido por medio del Langley mejorado. La escala de colores de esta figura indica el rango de masa óptica usado (masa óptica máxima menos masa óptica mínima). Como se puede apreciar, aparecen dos ramas que se cortan. Estas dos ramas están relacionadas con el dominio de masas grandes o masas pequeñas. Cuando dominan las masas ópticas grandes, la radiación difusa se hace más importante, por lo que la curva de ajuste disminuye su pendiente y la ordenada en el origen. En cambio, cuando existe gran cantidad de masas ópticas pequeñas, debido a su poca variación, tanto en la medida como en la masa, tienen un efecto similar al anterior, pero en menor medida. Este análisis muestra que cuando

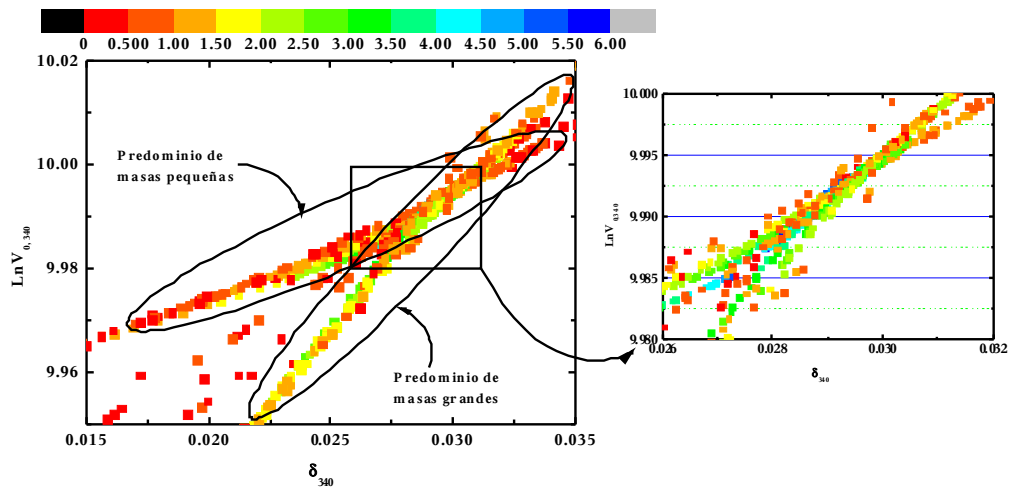


Figura III.10. Valores de $\ln V_0$ frente al δ_a en 340 nm. La escala de colores indica el rango de masas (masa máxima- masa mínima).

los rangos de masas tienden a ser del orden de 3 ambas ramas coinciden, dándose la situación de que coinciden con los de mayor coeficiente de correlación. Estas dos ramas en los coeficientes de calibrado son menos observables cuando la longitud de onda aumenta.

Por ahora el análisis de cómo varían los coeficientes respecto a las masas utilizadas, las diferencias entre los distintos métodos y el estudio de las dos ramas de coeficientes de calibrado, sólo nos ha llevado a decir que los resultados de los métodos no son dispares entre sí y que el rango de masas más adecuado es del orden de 3. Por lo tanto, para seleccionar un mejor rango de masas se han analizado los valores de R^2 de los ajustes, concretamente los del Langley mejorado, ya que en el resto las fluctuaciones tienden a enmascarse y este valor no da ninguna información (R^2 es igual a 1 en los otros casos). Este estadígrafo muestra que existen unos rangos de masas más adecuados que otros. Al comparar estos rangos en las distintas épocas en las que se ha realizado el calibrado del instrumento observamos que son dependientes del tiempo. Más concretamente esta dependencia surge en la masa óptica más pequeña a utilizar en el calibrado.

Como se ha comentado anteriormente, el límite inferior en la masa óptica a utilizar en la representación Langley está asociado con que llega un momento en el que las variaciones de la masa óptica con el tiempo son pequeñas, pudiendo variar sustancialmente las condiciones atmosféricas sin variar la masa óptica. Naturalmente, si las condiciones atmosféricas se mantuvieran constantes durante todo el proceso este límite no tendría ninguna relevancia, pero esta situación es bastante complicada de conseguir. Por lo tanto, si las condiciones atmosféricas cambian, aunque sean poco, sin apenas cambiar la masa óptica, se producirán errores en la estimación del coeficiente de calibrado. Por lo tanto, si consideramos sólo la posición del Sol con el tiempo, lo más aconsejable sería trabajar con masas en las que la posición del Sol cambie sustancialmente en poco tiempo. De esta manera al realizar cálculos de la posición del Sol en Granada para distintas épocas del año encontramos que para el verano se podría llegar a aceptar masas ópticas hasta valores de 1.1, mientras que en invierno sólo podríamos llegar hasta 3 (figura III.3).

Estos límites impuestos por la poca variación de la masa óptica no deben tomarse tal cual, sino que deben cambiarse según las circunstancias del lugar. Así, en la situación de Granada, el verano es seco y caluroso, lo que añadido al gran intervalo de tiempo que transcurre entre la salida del Sol y la masa de 1.1, permite que la capa de mezcla pueda ascender y con ella el polvo que puede levantarse de los cultivos secos de la zona. Por lo tanto, no sería aconsejable utilizar un límite tan bajo. Por el contrario, en invierno la humedad del terreno es mayor, lo que impide que se levante gran cantidad de polvo. Además, las horas de sol son menores, por lo que el ascenso de la capa de mezcla puede no llegar al lugar del calibrado en Sierra Nevada. En esta situación podríamos bajar del límite dado por la variación de la masa óptica con el tiempo.

De modo general, lo aconsejable sería realizar un buen muestreo para, a posteriori, realizar todas las representaciones Langley mejoradas posibles con todas las masas ópticas disponibles para ese día, y a partir del coeficiente de correlación del ajuste estimar cuál es el mejor rango de masa para el calibrado. De todos modos, si no se quiere tener una dependencia de los límites de masas para cada fecha del año y/o no se puede realizar un buen muestreo para realizar el análisis, se podría escoger un límite inferior en torno a 2.5, que parece ser válido para todo el año (Alcántara et al., 2004).

En cuanto al límite superior, gracias al análisis de las dos ramas y al límite inferior, sería aceptable un límite entre 5 y 5.5. Además de eliminar los errores que podría introducirnos la radiación difusa, con este límite superior evitamos que los errores que se puedan producir en la determinación de la masa óptica, bien por no usar una expresión de la masa correcta o bien por los errores en la determinación de la hora, sean mucho menores.

Por lo tanto, podemos concluir que cuando el día en el que se ha realizado el calibrado es adecuado, bastaría con realizar el Langley normal, ya que no supone una mejora el hacer una representación Langley más compleja, utilizando para ello masas ópticas comprendidas entre 2.5-5.5 (Alcántara et al., 2004).

III.3.3.2 Calibrado

Después de la campaña de VELETA 2002, los instrumentos #307 y #394 se han vuelto a calibrar en distintas épocas para estimar la variación de los coeficientes de calibrado. Estos calibrados se han realizado siempre en Ahí de Cara. En la tabla III.7 y la figura III.11 se muestran las evoluciones temporales de los coeficientes de calibrado para los dos CIMEL.

El procedimiento seguido para la obtención de los coeficientes de calibrado ha sido el descrito anteriormente en el apartado III.3.3.1. Se han realizado todos los Langley posibles variando el rango de masas ópticas para cada uno de los métodos. El día se ha aceptado cuando los coeficientes no cambiaban excesivamente por escoger un rango de masa u otro, y si los distintos métodos dan resultados similares. Entre los distintos valores se ha escogido aquel cuyo rango de masa da mayor coeficiente de correlación, sin escoger rangos de masas en los que dominen o bien masas grandes, o bien masas pequeñas. Este rango de masa siempre ha sido tal que su masa óptica mayor ha correspondido a 5.5 y la menor ha

Tabla III.7. Coeficientes de calibrado para los CIMEL #307 y #394.

Fecha	1020 nm	870 nm	670 nm	440 nm	380 nm	340 nm
<i>CIMEL #307</i>						
VELETA	3526	4936	9508	3971	33052	21020
05/12/02	3548	5009	9615	4060	34534	22272
07/04/03	3574	5018	9642	4061	34562	22310
10/09/03	3538	4983	9591	4058	34500	21668
23/04/04	3559	5012	9616	4040	34662	21863
25/06/04	3560	5014	9641	4037	34565	21471
16/11/04	3510	4990	9446	3975	34132	21420
<i>CIMEL #394</i>						
VELETA	7700	11218	15437	7389	53825	---
05/12/02	7736	11510	15753	7604	57751	---
07/04/03	7723	11458	15787	7571	57308	---
10/09/03	7682	11110	16083	7652	52754	73490

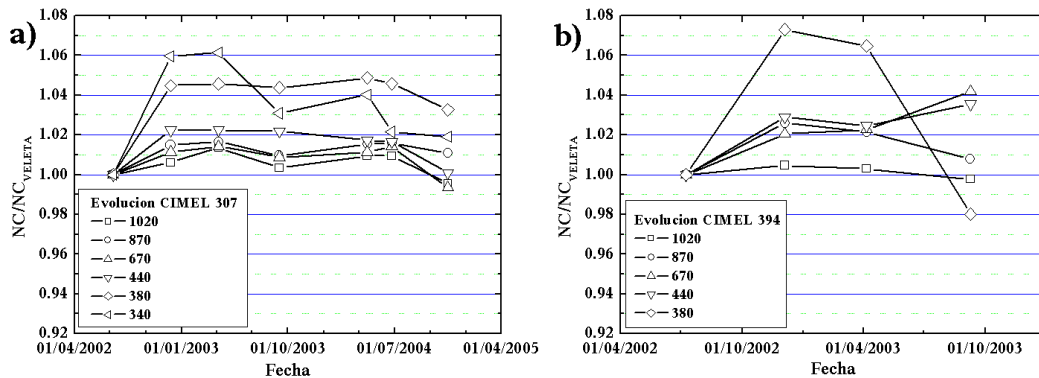


Figura III.11. Evolución temporal de los coeficientes de calibrado de los CIMEL's #307 y #394.

dependido de la época del año, siendo la menor en invierno con un valor de 2.5 y la mayor en verano con un valor de 2. De esta manera el coeficiente de correlación ha sido siempre muy alto, por encima de 0.99 para todas las longitudes de onda. En la figura III.12a se muestra un ejemplo de los Langley que se llegan a rechazar, y corresponde a una representación Langley normal del día 5-12-2002 para el CIMEL #307, cuyo rango de masas, entre 2 y 6.5, no ha sido aceptado por tener un rango de masas inadecuado y porque existe un mejor coeficiente de correlación en el rango de masas 2.5-5.5.

Una peculiaridad que se observa en la tabla III.7 y la figura III.11 es la gran diferencia que aparece entre el primer y segundo calibrado, fundamentalmente en los filtros del ultravioleta. Inicialmente se pensó en un error en el cálculo, pero al no encontrarlo y dado que los instrumentos estuvieron funcionando en la ciudad de Granada de forma mas o menos continuada, se propuso calcular los coeficientes de calibrado con las medidas obtenidas en la ciudad. Naturalmente, estos coeficientes no son fiables, pero sí nos podrían indicar si existía alguna degradación en los filtros.

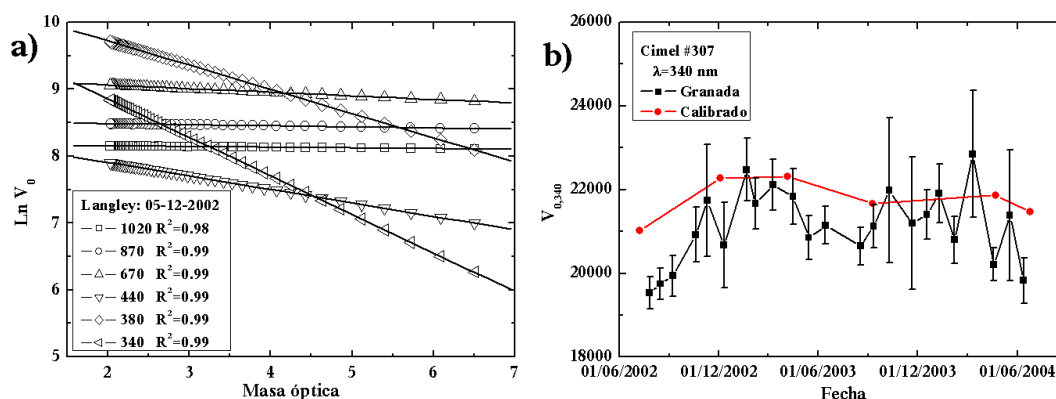


Figura III.12. a) Representación langley normal del CIMEL #307 el día 05/12/2002; b) Comparativa de los coeficientes obtenidos en Granada y Ahi de Cara para el CIMEL #307 en 340 nm.

Para obtener los coeficientes de la ciudad se utilizó el Langley mejorado con un rango de masas comprendido entre 2.5 y 5.5, como se sugirió al principio. Se realizaron dos representaciones Langley al día, una para la mañana y otra para la tarde. Se descartaron aquellas cuyo coeficiente de calibración era inferior a 0.9 y con profundidades ópticas del aerosol excesivamente altas (0.4 en 440 nm). Con los resultados restantes se realizaron medias mensuales. Al observar estas medias (figura III.12b) vemos que la tendencia de la cual se dudaba al principio es real, los filtros durante sus primeros meses de vida se han hecho más transparentes, y después de alcanzar un máximo ha seguido una tendencia decreciente.

Además, en el CIMEL #394 se observa un cambio brusco en el último calibrado con respecto al anterior. Esto fue debido a que entre dichas fechas el instrumento fue enviado a CIMEL Electronique para reemplazar el filtro 340 nm. Es posible que el origen de estas diferencias se deba a que a su paso por los laboratorios de CIMEL Electronique se hayan modificado los niveles de ganancia, aunque este punto no ha sido comunicado por los responsables del laboratorio. Esto hace suponer que, aunque no nos informaron de lo acontecido en los laboratorios, el detector de irradiancias se modificó ligeramente de manera electrónica.

También se puede apreciar en la tabla III.7 y la figura III.11 que el CIMEL #394 se ha calibrado un menor número de veces. La razón es que pocos meses después del último calibrado este instrumento se incorporó a la red AERONET. Debido a esta incorporación, el instrumento tuvo que ser enviado a Goddard Space Flight Center (GSFC) en Maryland para ser calibrado. Con esta incorporación el instrumento ha sufrido algunos cambios: el primero de ellos, y más notorio, es la presencia del filtro en 500 nm; además, los filtros de 670 y 340 nm se han reemplazado; y, por último, las ganancias de los filtros de 1020, 870 y 440 nm se han cambiado también.

Una vez que regresó, a finales de 2004, calibramos el instrumento con nuestro procedimiento, para, al igual que ocurrió con el #109, verificar que el método seguido era válido. En la tabla III.8 se muestran los resultados obtenidos con ambos procedimientos. Hemos añadido una columna mostrando cuál hubiera sido nuestro resultado, en los filtros

Tabla III.8. Comparativa de los coeficientes de calibrado para el CIMEL #394 obtenidos por AERONET y nuestro procedimiento. La columna "ganancia antigua" indica el coeficiente de calibrado que se hubiera obtenido con nuestro procedimiento si el instrumento hubiera mantenido las ganancias.

<i>Filtro</i>	<i>Calibrado AERONET</i>	<i>Calibrado Granada</i>	<i>%Desviación</i>	<i>Ganancia antigua</i>
1020	16920	16835	0.5	7652
870	15877	15945	-0.4	11390
670	17205	17269	-0.4	-
440	18465	18320	0.8	7634
500	17243	17320	-0.4	-
380	53238	53106	0.3	53106
340	40826	40280	1.3	-

que no se han cambiado, si no se hubieran modificado las ganancias. Como se puede apreciar las diferencias son pequeñas, lo que da validez a nuestro procedimiento de calibrado con respecto al de AERONET. Donde encontramos una mayor diferencia es en el filtro de 340 nm, pero sin llegar a ser del nivel del #109. Esto nos hace pensar que gran parte de la diferencia que encontrábamos en el calibrado del #109 en 340 nm pudiera deberse a los problemas mecánicos del viaje. El resto de la diferencia se puede atribuir a los distintos métodos utilizados en la calibración.

En resumen, podemos decir que nuestros calibrados son satisfactorios y el procedimiento seguido da resultados acordes con el procedimiento seguido por AERONET para el calibrado de sus instrumentos. Además, el error asociado a los calibrados es del 1% para los filtros del visible y 2% para los del ultravioleta.

III.3.3.3 Intercomparación

Con los calibrados ya definidos hemos realizado una intercomparación con ambos CIMEL en Granada, para verificar que miden lo mismo en las mismas condiciones. Esta comparación se ha realizado en términos de profundidad óptica total por no haberse calibrado los instrumentos de manera absoluta. El periodo utilizado para la comparación va desde el 1/12/2002 hasta el 31/10/2003. En la tabla III.9 se muestran una serie de valores estadísticos definidos a partir de los valores de profundidad óptica total

Tabla III.9. Valores estadísticos de la diferencia de profundidad óptica entre los CIMEL #394 y #307 en el periodo que va desde 1/12/2002 hasta 31/12/2003..

<i>Filtro</i>	<i>MBD</i>	<i>std</i>	<i>MAD</i>	<i>RSMD</i>
1020	-0.005	0.012	0.007	0.0002
870	-0.0001	0.011	0.005	0.0001
670	-0.003	0.013	0.007	0.0002
440	-0.003	0.013	0.006	0.0002
380	0.003	0.016	0.012	0.0003
340	-0.002	0.015	0.011	0.0003

$$\begin{aligned}
 MBD &= \sum_{i=1}^N \frac{(\delta_{394} - \delta_{307})}{N} & std &= \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{(\Delta \delta - MBD)^2}{N}} \\
 MAD &= \sum_{i=1}^N \left| \frac{(\delta_{394} - \delta_{307})}{N} \right| & RMSD &= \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{(\delta_{394} - \delta_{307})^2}{N}}
 \end{aligned}
 \tag{III.16}$$

y que corresponden a la desviación media (MBD, Mean Bias Deviation), desviación estándar de las diferencias (std), desviación absoluta media (MAD, Mean Absolute Difference) y a la desviación cuadrática media (RMSD, Root Mean Squard Deviation).

Estos resultados muestran un gran acuerdo entre los instrumentos, es decir, los calibrados son buenos con respecto al otro instrumento. Además, los valores están entorno al error asociado a estos instrumentos, 0.01-0.02 (Eck et al., 1999). En la figura III.13 se presenta una comparativa en términos de la profundidad óptica total obtenida con los CIMELs #307 y #394 en las longitudes de onda 440 y 670 nm en Granada el día 10/03/2003.

III.4 CALIBRADO DEL CANAL DEL VAPOR DE AGUA: LANGLEY MODIFICADO

Como vimos en el apartado III.2, la dependencia de la absorción del vapor de agua con la posición solar no es similar a la de otros componentes, por lo tanto, el calibrado del filtro de 936 nm, que esta afectado por el vapor de agua, no se puede realizar con la técnica Langley. La técnica que utilizaremos es la llamada Langley modificado, ya que se modifica la técnica Langley ligeramente.

La radiación que llega a la superficie de la Tierra en el filtro de 936 nm se puede describir, según la ley de Beer-Lambert-Bouguer, por

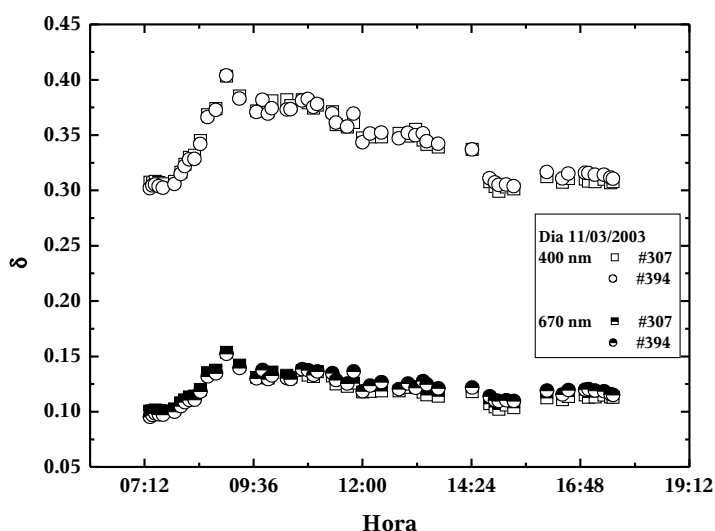


Figura III.13. Comparación de profundidades ópticas obtenidas con los CIMELs #307 y #394 en 440 y 670 nm en Granada (10/03/2003).

$$E_{\lambda} = r^2 E_{\odot\lambda} (e^{-m_R \delta_{R\lambda}} + e^{-m_a \delta_{a\lambda}} + e^{-m_o \delta_{o\lambda}} + e^{-m_n \delta_{n\lambda}}) T_{w\lambda} \quad (\text{III.17})$$

donde recordemos que los subíndices R , a , o , n hacen referencia a la dispersión de Rayleigh, atenuación causada por las partículas del aerosol, absorción de O_3 y absorción de NO_2 , respectivamente. El último término representa la transmitancia del vapor de agua. Este término viene dado por la exponencial con argumento negativo del espesor óptico del vapor de agua. El problema está en que este espesor óptico no se puede expresar de forma simple como una función de la masa óptica y la profundidad óptica del vapor de agua (expresión III.4). Pero para el calibrado del filtro de 936 nm se suele utilizar otra dependencia más simple que caracterice bien la absorción por el vapor de agua en esta longitud de onda. La expresión de la transmitancia utilizada es (Plana-Fattori et al., 1997; Thome et al., 1994; Reagan et al., 1992)

$$T_{w\lambda} = e^{-a(m_w w)^{1/2}} \quad (\text{III.18})$$

donde w es el contenido de vapor de agua de la columna y a es una constante. Reordenando la expresión III.17 como en el Langley mejorado tenemos:

$$\ln(E_{\lambda} r^{-2}) + m_R \delta_{R\lambda} + m_a \delta_{a\lambda} + m_o \delta_{o\lambda} + m_n \delta_{n\lambda} = \ln E_{\odot\lambda} - a(m_w w)^{1/2} \quad (\text{III.19})$$

Por tanto, para obtener el coeficiente de calibrado, representamos el término del lado izquierdo de III.19 frente a $m_w^{1/2}$. Esta representación es similar a la del Langley mejorado, pero la variable dependiente no es la masa óptica, por lo que se le conoce como Langley modificado. Lo que interesa aquí es que durante la realización de las medidas para este calibrado el contenido de vapor de agua se mantenga constante.

Como se puede observar, en este tipo de calibrado el aerosol debe conocerse en cada momento, y no tiene por qué ser constante durante todo el periodo de medidas. Por lo tanto, el problema de este calibrado radica en la disponibilidad de valores de la extinción del aerosol en este canal. En nuestro caso se han probado distintas posibilidades gracias a la disponibilidad de datos de la extinción del aerosol en otros canales. Se han realizado las siguientes propuestas:

- 1) El efecto del aerosol en 936 nm se obtiene como una interpolación lineal entre los obtenidos en 870 y 1020 nm.
- 2) A partir de los canales 440, 670, 870 y 1020 nm, se determina la dependencia espectral del aerosol. Conocida esta dependencia se determina el espesor en 936 nm.
- 3) El efecto de todos los componentes en 936 nm, menos el del vapor de agua, es igual que en el canal de 870 nm.
- 4) El efecto de todos los componentes en 936 nm, menos el del vapor de agua, es igual que en el canal de 1020 nm.

- 5) El efecto de todos los componentes en 936 nm, menos el del vapor de agua, se determina a partir de una interpolación de los efectos obtenidos en 870 y 1020 nm.

Con estas propuestas se han realizado los Langley modificados con los datos del CIMEL #307 de la campaña de VELETA 2002. En la figura III.14 se representan los valores obtenidos en cada caso. Todas las opciones, menos la (2), muestran valores similares de los coeficientes, de hecho la diferencia entre los métodos esta por debajo del 3%, que es del orden del error asociado a los instrumentos de referencia de AERONET para el calibrado en este filtro (Holben et al., 1998). La posibilidad de la determinación de la dependencia espectral de la profundidad óptica del aerosol (opción 2) hace que los resultados sean sistemáticamente más altos, siendo la diferencia mayor con la opción (3) de hasta un 6%. Es también apreciable que en el último caso no aparecen en la figura III.14 los resultados de las opciones (1) y (2). La razón es que se desmarcan de todos, dando un resultado bastante inverosímil.

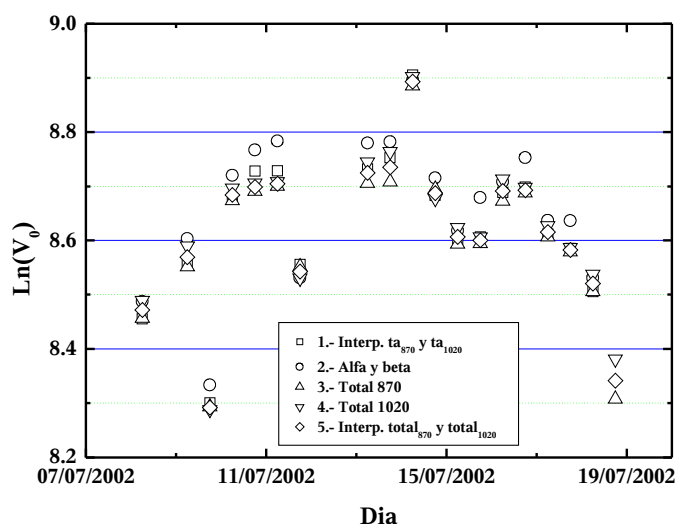


Figura III.14. Distintas posibilidades de Langley modificado durante la campaña VELETA 2002 para el CIMEL #307.

Tabla III.10. Coeficientes de calibrado del filtro 936 nm en el CIMEL #307 durante VELETA 2002 (M:mañana, T:tarde).

Día	V_0	$au^{0.5}$	R^2
9 M	5267	-0.38	1
10 M	5908	-0.48	1
15 M	5468	-0.34	0.99
15 T	5434	-0.60	1
16 M	5949	-0.47	0.99
16 T	5958	-0.62	1
17 M	5518	-0.45	0.99
17 T	5339	-0.55	1
Media V_0	Desviación estándar	Error estándar de la media	%Desviación
5610	290	100	5.1

Tabla III.11. Calibrado de los CIMEL #109, #176 y #394 en VELETA 2002.

Instrumento	Media V_0	Desviación estándar	Error estánd. de la media	%Desviación
#109	14300	190	20	1.4
#176	6523	40	3	0.6
#394	11950	103	9	0.9

A la hora de elegir qué método utilizar se comenzó por descartar las opciones (3) y (4), ya que como no se mostraban mejores y se disponía de los filtros menores y mayores que 936 nm, es preferible interpolar que extrapolar. En principio, sería más recomendable la opción (1) o (2), pero éstas tienen mayores valores de dispersión, y pueden dar resultados bastante desacordados con la realidad en ciertas circunstancias, producto de una posible variabilidad en la profundidad óptica del aerosol. Además, estas opciones requieren que se disponga de información de ozono y NO_2 , y una mayor cantidad de cálculo. Por tanto se optó por la última opción, ya que es más simple y requiere menor cantidad de cálculo, lo que implica que los errores cometidos en los cálculos son menores, sin que esto signifique tener un coeficiente de calibrado peor.

Una vez aclarada toda la técnica se procedió a su utilización. Para ello se siguió el mismo procedimiento que en el resto de los filtros. Para la campaña VELETA 2002 se eligieron aquellos ajustes que presentaban mayor estabilidad, mejor coeficiente de correlación, y que no se desviaban de la media más de 1.5 veces la desviación estándar. Con estos valores se realizó una media para disponer de un valor único del coeficiente de calibrado. En la tabla III.10 se muestran los resultados escogidos y el valor de la media.

Para el caso del resto de instrumentos, al igual que su calibración en las otras longitudes de onda, su calibrado en este filtro se efectuó a través de una transferencia de calibrado. El método de transferencia fue el mismo, aceptando sólo valores que no se desviaran de la media más de un 3%. Los resultados se presentan en la tabla III.11.

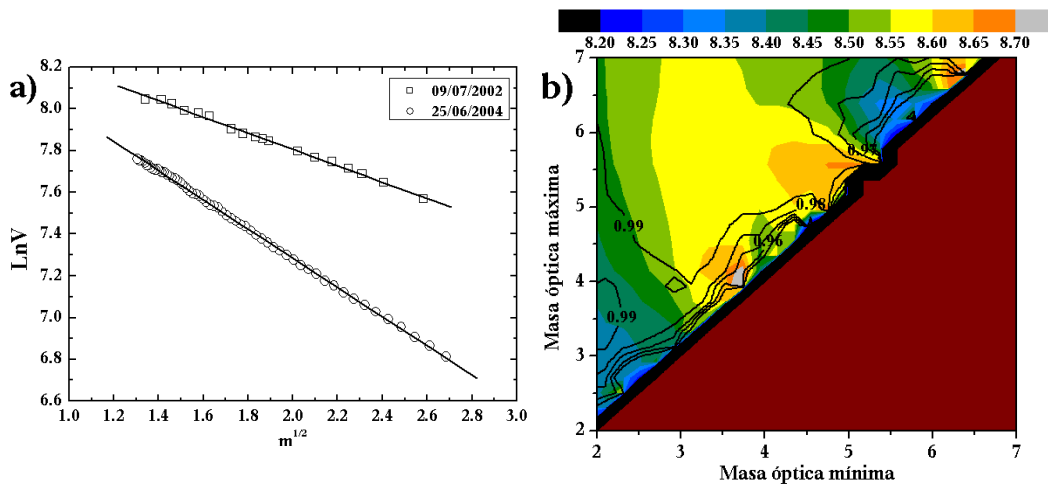


Figura III.15. a) Ejemplo de Langley modificado para los días 09/07/2002 (VELETA 2002) y 25/06/2004. b) Mapa de Langley modificado para el 16/11/2004 del CIMEL #307.

Tabla III.12. Evolución temporal de los coeficientes de calibrado de los instrumentos #307 y #394 (parte superior). Comparativa de los coeficientes obtenidos por AERONET y nuestro método de calibrado (parte inferior).

<i>Fecha</i>	<i>CIMEL #307</i>		<i>CIMEL #394</i>	
VELETA	5605		11950	
05/12/02	5616		11559	
07/04/03	5715		11800	
10/09/03	5447		11692	
23/04/04	5406		-	
25/06/04	5573		-	
16/11/04	5409		-	

<i>Instrumento</i>	<i>Calibrado AERONET</i>	<i>Calibrado Granada</i>	<i>%Desviación</i>	<i>Ganancia antigua</i>
#109	13834	14295	-3.2	-
#394	16612	16113	3.0	11509

Después de VELETA 2002, los instrumentos #307 y #394 se han calibrado independientemente siguiendo el análisis del apartado III.3.3.1. En las figuras III.15 se muestran dos ejemplos de Langley's modificados y un mapa para el filtro 936 nm del CIMEL #307. En la tabla III.12 se muestra la evolución temporal de los coeficientes de calibrado para el filtro 936 nm.

Al igual que con los otros filtros podemos comparar nuestros calibrados de los instrumentos #109 y #394 con los realizados en AERONET (tabla III.12). Como podemos ver, los resultados están dentro de los errores permitidos, mostrando además que el filtro del

<i>MBD</i>	<i>std</i>	<i>MAD</i>	<i>RMSD</i>
-0.009	0.027	0.014	0.0008

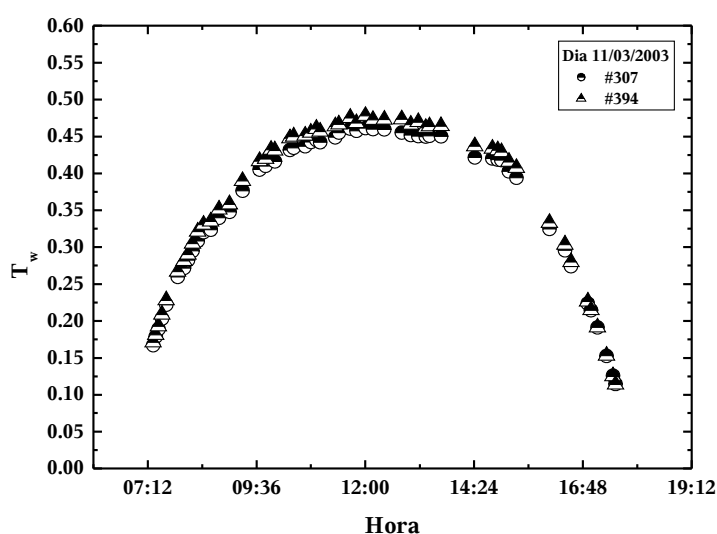


Figura III.16 Comparativa de las transmitancias medidas con los instrumentos #307 y #394 el día 11/03/03 en Granada.

instrumento #394 ha seguido teniendo un comportamiento similar al mostrado antes de su incorporación a AERONET.

También se han comparado las medidas de transmitancias de los instrumentos #307 y #394, para analizar si los calibrados entre sí son comparables. Para ello se ha utilizado el mismo periodo usado en la intercomparación del resto de los filtros (apartado III.3.3.3). En la figura III.16 se muestra un ejemplo de cómo son las medidas. En la parte superior se muestra una tabla con los valores estadísticos de la diferencia en transmitancias. De ellos se deduce que en promedio son bastante similares, aunque existe una cierta dispersión.

III.5 CALIBRACIÓN EN RADIANCIAS

Para la calibración de las medidas de radiancia del cielo del CIMEL se han utilizado dos dispositivos: un dispositivo de calibración portátil LICOR 1800-02 y una esfera integradora BENTHAM (Alados-Arboledas et al., 2004a). En el primero de ellos una lámpara halógena de 200 W, calibrada en fábrica con respecto a un estándar primario suministrado por el *U.S. National Bureau of Standards (NBS)* (figura III.17), ilumina un difusor lambertiano. Este difusor es de una resina de teflón (TFE) ligeramente comprimida y sinterizada, y constituye la fuente de radiancias para el calibrado de nuestro instrumento. La menor potencia de la lámpara, con respecto a otros dispositivos de calibrado, se compensa reduciendo la distancia a la que se sitúa el difusor.

La unidad de calibrado LICOR 1800-02 lleva incorporada una fuente de alimentación regulada que controla de forma simultánea la intensidad y voltaje que llegan a la lámpara, manteniéndola a su temperatura de color (3150K). Esta unidad sirve como banco óptico y cuarto oscuro. La colocación de los componentes en su interior facilita el calibrado al eliminar los complejos alineamientos ópticos. Su interior, ópticamente ennegrecido, reduce la radiación dispersada por las paredes a valores inferiores a 0.1% en el intervalo 300-700 nm e inferiores a 0.5% entre 700-1100 nm. La precisión de la unidad calibradora es de $\pm 4.0\%$ en el intervalo 350-1100 nm.

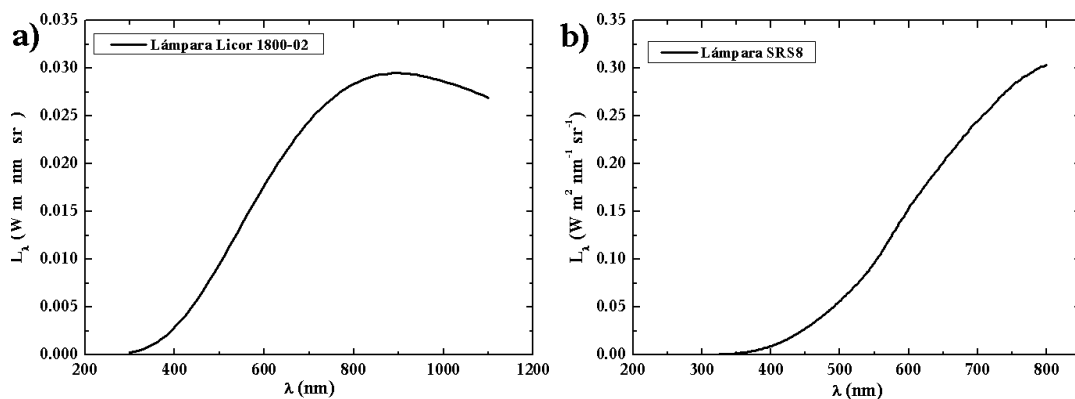


Figura III.17. Curvas de emisión de las lámparas utilizadas para la calibración en radiancias: a) Licor 1800-02, b) SRS8.

Tabla III.13. Coeficientes de calibrado de radiancias (cuentas/($Wm^{-2} nm^{-1} sr^{-1}$)). En los instrumentos #307 y #394 se muestra la evolución temporal. (*calibrado después de incorporarse a AERONET)

<i>Fecha</i>	<i>1020 nm</i>	<i>870 nm</i>	<i>670 nm</i>	<i>440 nm</i>
<i>CIMEL #109</i>				
<i>VELETA</i>	77459	58685	42337	20165
<i>CIMEL #176</i>				
<i>VELETA</i>	5942	9107	10468	1972
<i>CIMEL #307</i>				
<i>VELETA</i>	11927	14893	10146	5566
<i>19/03/03</i>	11997	14927	10214	5392
<i>22/04/04</i>	11891	14859	10119	5261
<i>18/08/04</i>	11891	14825	10105	5174
<i>CIMEL #394</i>				
<i>VELETA</i>	15490	18837	16418	7609
<i>19/03/03</i>	15561	19007	16578	7435
<i>18/06/03</i>	15526	18905	17174	7435
<i>09/09/03</i>	15561	19007	16578	7435
<i>08/10/04*</i>	23289	28154	27166	7305

Dado que la señal de la lámpara del LICOR 1800-02 en las longitudes de onda menores es pequeña, se ha utilizado la esfera integradora BENTHAM SRS8 para calibrar las longitudes de onda menores (figura III.17). Además, dada la posibilidad de calibrar en 670 nm el instrumento con ambas lámparas, podríamos usar dicho canal para evaluar la reproducibilidad de las lámparas. Al igual que ocurría con el LICOR 1800-02, la lámpara de la esfera integradora (50 W) se alimenta con una fuente regulada que controla la intensidad y voltaje, manteniéndola a una temperatura de color de 2527K. A la salida de la esfera hay un difusor, el cual está calibrado en radiancias para el área central (15 mm de diámetro) en un cono aproximado de 3° en la dirección perpendicular al plano del difusor. Esta lámpara ha sido calibrada por comparación directa con un dispositivo idéntico que había sido calibrado por el National Physical Laboratory (NPL).

La incertidumbre dada por NPL para la lámpara de referencia no excede $\pm 3.4\%$ en el rango de 400-700 nm, alcanzando $\pm 3.6\%$ en 380 y 800 nm. Esta incertidumbre está multiplicada por un factor 2 para alcanzar un nivel de confianza de aproximadamente 95%. Por otro lado, la incertidumbre introducida por la transferencia de calibrado no es mayor de $\pm 2\%$ en todo el rango de 380 a 800 nm, por lo que la incertidumbre del dispositivo SRS8 viene a ser de aproximadamente 5.5%.

En la tabla III.13 se muestran las constantes de calibrado obtenidas. Para todas ellas los errores de las medias expresados en cuentas/($Wm^{-2}nm^{-1}sr^{-1}$) son 40 en 1020 nm, 30 en 870 nm, 5 en 670 nm, 40 en 440 nm, por lo que para todos los instrumentos el error es inferior al 1%, excepto para el filtro de 440 del CIMEL #176, donde el error llega a ser del 2%.

Si comparamos nuestro calibrado en radiancias con el realizado con AERONET (tabla III.14), vemos que los calibrados son similares, mostrando un desacuerdo común en el filtro

Tabla III.14. Comparativa de los coeficientes de calibrado de las radiancias obtenidos por AERONET y con las lámparas de la Universidad de Granada.

<i>Filtro</i>	<i>Calibrado AERONET</i>	<i>Calibrado Granada</i>	<i>%Desviación</i>	<i>Ganancia antigua</i>
<i>CIMEL #109</i>				-
<i>1020</i>	74850	77459	-3.4	-
<i>870</i>	58377	58685	-0.5	-
<i>670</i>	41789	42337	-1.3	-
<i>440</i>	19912	20165	-1.3	-
<i>CIMEL #394</i>				
<i>1020</i>	22386	23289	-3.9	15526
<i>870</i>	27716	28154	-1.6	18769
<i>670</i>	26123	27166	-3.9	-
<i>440</i>	7507	7305	2.7	-

de 1020 superior al 3% (Alados-Arboledas et al., 2008), aunque es inferior a la incertidumbre que da AERONET a sus coeficientes, 5% (Holben et al., 1998).

Con estos calibrados hemos comparado las medidas de radiancia realizadas con cada instrumento. Esto se ha realizado a partir de las medidas en los escenarios almucántar realizados durante la fase de intercomparación de la campaña de VELETA 2002. Se ha calculado el cociente entre la medida realizada por los CIMEL #109, #176 y #394, y el CIMEL #307. Después se han realizado las medias en función del ángulo de medida en el almucántar. En la figura III.18 se muestran estos cocientes. Como se puede apreciar, las diferencias se incrementan a medida que aumenta el ángulo de medida en el almucántar. Esto es debido a que los niveles de cuentas son más bajos y hacen que el cociente se incremente. También es apreciable el buen acuerdo del instrumento #307 con el #109, no llegando a superar en ninguna longitud de onda ni ángulo el 5%. En cambio, en los otros instrumentos las diferencias son mayores. En el #394 no se llega a superar una diferencia del 7.5% en 1020 nm y 670, mientras que el #176 supera el 15% en 1020 nm. Esta mayor diferencia se debe a que en estos dos instrumentos la ganancia del detector es menor, lo que supone que necesita una mayor variación en la radiancia medida para mostrar una variación en el nivel de cuentas, es decir, la relación señal/ruido es más baja.

III.6 RESUMEN

Debido a la configuración del radiómetro CE-318, es necesario realizar dos tipos de calibración, una para las medidas de irradiancia solar directa y otra para las medidas de radiancia del cielo. Por un lado, las medidas de irradiancia solar se han calibrado utilizando la técnica Langley normal, ya que la utilización de técnicas más sofisticadas no producen mejoras significativas para las longitudes de onda utilizadas para el estudio del aerosol (Alcántara et al., 2004); y el Langley modificado para la longitud de onda de 936 nm. Para ello se ha realizado un análisis a partir de los mapas Langley para conocer cuáles son las masas ópticas más óptimas para la realización de este calibrado. En este análisis se ha puesto

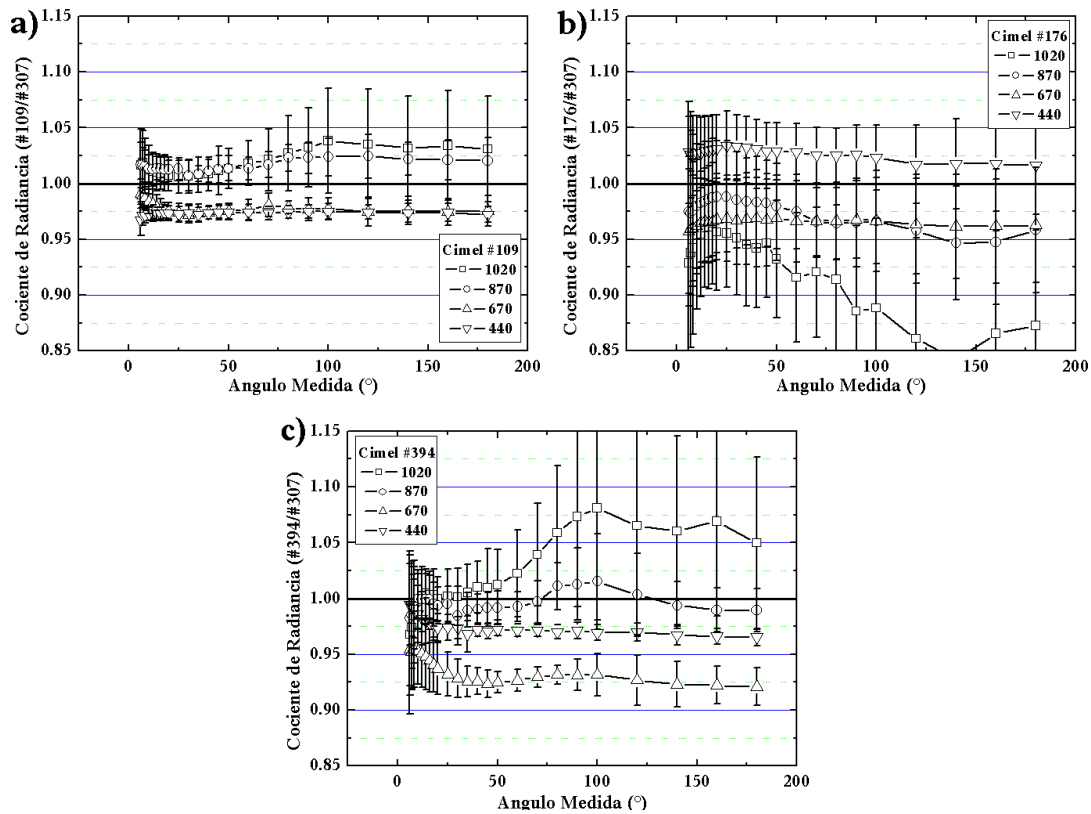


Figura III.18. Comparativa de las radiancias medidas en VELETA 2002 en función del ángulo de medida en el almucántar. Las barras de error corresponden a la desviación estándar.

de manifiesto que el mejor rango de masas ópticas es variable a lo largo del año, es decir, depende de cual es la recorrido del sol en la bóveda celeste, y que, por tanto, es también variable con la latitud del lugar. A pesar de ello se ha comprobado que existe un rango de masas ópticas válido para todo el año en Granada. Este rango de masas es el comprendido entre 2.5 y 5-5.5 para todas las longitudes de onda del instrumento, incluidas las de la región del ultravioleta (Alcántara et al., 2004). En concreto, en estas longitudes de onda se observa la aparición de dos ramas de coeficientes de calibrado por el efecto de la radiación difusa, las cuales coinciden cuando el rango de masas ópticas es el especificado anteriormente.

Para la calibración de las medidas en la longitud de onda de 936 nm, se ha utilizado el Langley modificado con la particularidad de obtener la profundidad óptica debida a todos los atenuadores menos el vapor de agua por interpolación entre las longitudes de onda de 870 y 1020 nm.

Para la calibración de irradiancias se ha separado entre la realizada en la campaña VELETA 2002 y el resto del tiempo de operación. En el primer caso se ha considerado el radiómetro #307 como maestro y el resto de instrumentos (#109, #176, #394) se han calibrado por transferencia (Estellés et al., 2006). En la otra situación los instrumentos #307 y #394 se han calibrado independientemente. Para este segundo caso, las medidas de ambos instrumentos se han comparado a lo largo de un año, mostrando que la metodología ha sido consistente.

Por otro lado, para la calibración de las medidas de radiancia del cielo se han utilizado dos lámparas debido a que ninguna de las dos cubre todo el rango del instrumento (Alados-Arboledas et al., 2008). Las calibraciones realizadas con los distintos instrumentos se han comparado entre sí. La posible repercusión de las diferencias de este calibrado en las medidas para el estudio de las propiedades ópticas de las partículas del aerosol se verá más adelante.

Por último, tanto los coeficientes de calibrado de irradiancias como los de radiancias, se han comparado con los datos por AERONET para el radiómetro #109 en VELETA 2002 y para el #394 después de su incorporación a dicha red. En general, los resultados son muy similares, verificando que el método seguido es fiable comparado con la metodología utilizada por AERONET tan ampliamente aceptada (Alados-Arboledas et al., 2008). Donde parece haber un mayor desacuerdo es en la longitud de onda de 340 nm del instrumento #109, posiblemente achacable a los problemas mecánicos ocasionados durante su viaje, ya que en la comparación posterior con el instrumento #394 no se aprecia dicha discrepancia.

IV METODOLOGÍA

Como ya indicamos en la Introducción de esta Memoria, no se conoce con suficiente precisión el efecto que ejercen las partículas del aerosol sobre el balance de energía en superficie, tanto de un modo directo como indirecto (IPCC, 2007). Gran parte de esta incertidumbre se debe a nuestro conocimiento limitado acerca de las propiedades ópticas y físicas del aerosol, de su variación espacial y temporal. Por ello, en las dos últimas décadas se han realizado numerosas campañas experimentales, tanto continuas como discontinuas, con el objetivo de aunar esfuerzos para establecer algoritmos que ayuden a determinar las principales propiedades ópticas y físicas del aerosol a partir de medidas en superficie con sensores remotos: profundidad óptica, distribución de tamaño, índice de refracción, albedo de dispersión simple, parámetro de asimetría, etc. En este sentido hay que destacar las redes de medidas del aerosol creadas con este propósito como son: AERONET –Aerosol Robotic Network– (Holben et al., 1998; <http://aeronet.gsfc.nasa.gov>), SKYNET (<http://atmos.cr.chiba-u.ac.jp/>) o RIMA –Red Iberica de Medida Fotométrica de Aerosoles– (<http://rima.uva.es>). Con estas redes se pretende tener un conocimiento más exhaustivo de la climatología de las partículas del aerosol en largos periodos de tiempo en diversas estaciones del mundo. Sus resultados nos ayudarán, entre otros, a conocer el papel que juegan las partículas del aerosol en el cambio climático, el efecto de la contaminación sobre la salud pública o la validez de los productos derivados del análisis de las imágenes obtenidas con plataformas volantes (satélites). De estas redes también han surgido distintos algoritmos de inversión, basados en la ecuación de transporte radiativo, para obtener las propiedades ópticas y físicas del aerosol.

En cuanto a los esfuerzos realizados por la red AERONET (Holben et al., 1998), auspiciada por la NASA, subrayamos que cuenta en la actualidad con más de 450 radiómetros CIMEL, repartidos por distintas localidades, tratando de cubrir todas las situaciones experimentales posibles. De todos modos las operaciones de mantenimiento y calibrado de estos instrumentos provocan que existan periodos temporales sin medidas experimentales.

A partir de las medidas obtenidas con estos instrumentos de la red AERONET (irradiancia directa y radiancia del cielo en el plano del almucántar solar en distintas bandas espectrales) se calculan las propiedades ópticas y físicas del aerosol, integradas en la columna atmosférica, a partir del código de inversión desarrollado por Dubovik (Holben et al., 1998; Dubovik and King, 2000; Dubovik et al., 2002; Dubovik et al., 2006). El problema asociado a este código viene determinado por el hecho de que sólo puede utilizarse si el instrumento con el que realizamos nuestras medidas está asociado a la red AERONET. Además, el código se presenta ante los investigadores como un sistema en el que sólo se conocen las variables de entrada y salida; donde no es posible realizar ninguna modificación ulterior que ayude a entender las posibles deficiencias que puedan encontrarse en la interpretación de los resultados. Las medidas se envían automáticamente, dos veces cada hora, a los ordenadores de procesado de la red, y con una cadencia de dos días se obtienen los resultados, analizados de un modo automático, en la página web de la red (<http://aeronet.gsfc.nasa.gov/>). Existen tres niveles de procesado de los datos: 1.0 –análisis de los datos en tiempo real, que pueden no tener una calibración final establecida–, 1.5 –análisis de los datos eliminando aquellas medidas que puedan verse afectadas por el efecto de las nubes, aunque pueden no tener una calibración final establecida–, y 2.0 –análisis de los datos donde se asegura la calidad del calibrado, y donde se han realizado inspecciones automáticas y manuales–.

El Grupo de Física de la Atmosfera de la Universidad de Granada, hace ya más de una década (Sánchez, 2000; Horvath et al., 2002; Lyamani et al., 2006a; Lyamani et al., 2006b; Olmo et al., 2006; Olmo et al., 2008), comenzó a trabajar con el código de inversión desarrollado por el Profesor Nakajima (Nakajima et al. 1996), y que es el que habitualmente se utiliza para el análisis de los datos obtenidos en la red SKYNET. Este código, con el cual se pueden determinar también las propiedades ópticas y físicas del aerosol, integradas en la columna atmosférica, a partir de medidas espectrales de irradiancia directa y radiancia del cielo en el plano del almucántar y en el plano principal solar, tiene la ventaja de ser un código abierto donde pueden realizarse modificaciones ulteriores. En este sentido, como describiremos posteriormente, durante estos años hemos modificado algunos aspectos del código de inversión que nos han permitido mejorar los resultados desde el punto de vista de las propiedades ópticas y físicas del aerosol. En la parte final de esta Memoria presentaremos algunos ejemplos en los que ha sido posible la comparación entre ambos métodos de inversión.

IV.1 BREVE REVISIÓN BIBLIOGRÁFICA

Ångström (1929) fue el primero en sugerir una relación entre el tamaño de las partículas suspendidas en la columna atmosférica y la dependencia espectral del coeficiente de extinción $\chi(\lambda)$ (dependencia análoga a la de $\delta(\lambda)$). Desde entonces, su fórmula empírica para $\chi(\lambda)$ se ha relacionado directamente con un parámetro de la distribución de tamaño de Junge (expresión II.84) cuando el radio de las partículas varía entre cero e infinito (Junge, 1963; Tomasi et al. 1983). En 1961 Curcio determinó, en un estudio realizado sobre agua, que para la mayoría de las distribuciones de tamaño del aerosol la mejor representación podría ser una

función con dos componentes, una de tipo Junge y otra segunda más pequeña de partículas mayores (Curcio, 1961). Este tipo de distribución compuesta fue la que mejor explicó la dependencia espectral de las medidas de atenuación que observó.

En 1969 Yamamoto y Tanaka aplicaron por primera vez un algoritmo de inversión numérica a las medidas espectrales del coeficiente de extinción, $\chi(\lambda)$, para determinar una distribución de tamaño del aerosol (Yamamoto and Tanaka, 1969), utilizando las técnicas de inversión lineal de Philips y Twomey para resolver la ecuación integral de Fredholm de primera especie que surge en este problema (Philips, 1962; Twomey, 1963). Además, demostraron que estos procedimientos numéricos dan buenos resultados de las distribuciones de tamaño obtenidas a partir de técnicas de teledetección de las partículas del aerosol en superficie.

En 1971 Grassl presenta un método iterativo para invertir numéricamente datos de atenuación espectral, obtenidos en un número suficiente de longitudes de onda, a fin de determinar de forma precisa las distribuciones de tamaño del aerosol (Grassl, 1971). Posteriormente, King et al. (1978) aplicaron de forma sistemática este método lineal a un amplio conjunto de medidas de extinción. Sin embargo, estas medidas sólo permitían obtener las propiedades del aerosol en un rango limitado de valores del radio de las partículas. A fin de obtener dichas propiedades en un rango más amplio de valores del radio, se incorporaron a las medidas de extinción las de radiancia difusa del cielo (Box and Deepak, 1979), apareciendo de este modo nuevos métodos de inversión no lineal. Por otro lado, el uso conjunto de ambos tipos de medidas mejoraba los resultados de las propiedades del aerosol obtenidas mediante su inversión (Shaw, 1979; Thomalla and Quenzel, 1982; Viera and Box, 1987).

En las últimas décadas son numerosos los autores que han demostrado cómo a partir de las medidas en superficie de la radiancia difusa espectral del cielo, en bandas de absorción mínima, puede obtenerse información acerca de la distribución de tamaño de las partículas presentes durante las observaciones, y de sus características ópticas promediadas sobre toda la columna atmosférica (Yamamoto and Tanaka, 1969; King et al., 1978; Shaw, 1979; Nakajima et al., 1983; Nakajima et al., 1986; Tanré et al., 1988; Wang and Gordon, 1993; Wang and Gordon, 1995; Nakajima et al., 1996; Boi et al., 1999; Dubovik et al., 2000; Dubovik et al., 2006; Olmo et al., 2006; Olmo et al., 2008). Además, el análisis de la radiancia del cielo, como cualquier técnica de teledetección no intrusiva, aporta información de las partículas en su estado natural.

En las formulaciones iniciales del problema de inversión de las medidas de radiancia del cielo sólo se tenía en cuenta el efecto de dispersión simple (Deepak, 1977). Sin embargo, diferentes estudios acerca de la solución de la ETR –Ecuación de Transporte Radiativo– pusieron de manifiesto que la componente de dispersión múltiple no es en absoluto despreciable y debe tenerse en cuenta (Deirmendjian, 1976; Weinman et al., 1975; Twitty, 1975; Box and Deepak, 1978; Box and Deepak, 1981; Arao and Tanaka, 1986). Todos estos estudios llevaron a Nakajima y Tanaka a desarrollar un código de inversión basado en un algoritmo de transferencia radiativa que aplica un método de dispersión simple y múltiple en

una atmósfera plano-paralela (Nakajima et al., 1983; Nakajima et al., 1986; Nakajima and Tanaka, 1988). Para obtener la función de fase que aparece en la ETR, y corregir la solución para la dispersión de primer y segundo orden, se utiliza la aproximación delta-M (Nakajima and Tanaka, 1988). Dicho código, mejorado durante los últimos años, se conoce con el nombre SKYRAD.pack (Nakajima et al., 1996; Boi et al., 1999) y, como ya hemos comentado, es el que habitualmente se utiliza en la red SKYNET.

En nuestro caso abordaremos el problema de obtener las propiedades del aerosol, promediadas en la columna atmosférica, mediante la información obtenida a partir de las medidas de radiancia difusa del cielo y de extinción del haz solar. En este sentido, tomando como base el código SKYRAD.pack (versión 2), hemos desarrollado un nuevo sistema de subrutinas, que mejora los resultados de este código, y nos permite aplicarlo a las medidas experimentales obtenidas por los radiómetros CIMEL, tanto para aquellos instrumentos que están asociados a la red AERONET como para otros que funcionen autónomamente. A partir de este sistema de subrutinas se obtienen las siguientes propiedades del aerosol promediadas en la columna atmosférica: distribución de tamaño volumétrica, índice de refracción complejo, función de fase de dispersión, parámetro de asimetría y albedo de dispersión simple.

IV.2 MAGNITUDES OBSERVADAS

Cuando un haz de radiación incide sobre un volumen de aire con una determinada carga de moléculas y partículas polidispersas, la dependencia espectral de la radiación extinguida, así como la radiación dispersada en todas direcciones a través del elemento de volumen, suministran una información que puede utilizarse para estimar propiedades ópticas y físicas del aerosol (Shaw, 1979).

Los distintos procesos de dispersión que sufre la radiación solar al atravesar la atmósfera dan lugar a una componente difusa de la radiación, L^s , siendo la irradiancia directa, E , la componente no dispersada (Liou, 1980). A partir de medidas en superficie de la irradiancia solar directa y de la radiancia difusa del cielo, llevadas a cabo bajo condiciones de cielo despejado, pueden obtenerse, aplicando un algoritmo de transferencia radiativa adecuado, propiedades del aerosol tales como la profundidad óptica, el albedo de dispersión simple, la función de fase de dispersión simple, el parámetro de asimetría, la distribución de tamaño y el índice de refracción complejo (Boi et al., 1999).

Para reducir el problema de transferencia radiativa a un problema exclusivamente de dispersión, las medidas se realizan en longitudes de onda específicas fuera de las bandas de absorción fuerte, llamadas ventanas atmosféricas.

IV.2.1 PROFUNDIDAD ÓPTICA DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

Como se ha comentado, la irradiancia solar directa espectral, E_λ (en $\text{W m}^{-2} \text{nm}^{-1}$), que atraviesa un volumen de atmósfera determinado, se puede expresar mediante la ley de Beer-Lambert-Bouguer (expresión III.10)

$$E_\lambda = r^2 E_{\circ\lambda} e^{-m\delta_\lambda} \quad (\text{IV.1})$$

donde $E_{\circ\lambda}$ representaba la irradiancia en el límite superior de la atmósfera a la distancia media Tierra-Sol, r^2 es el factor de corrección de la irradiancia según ley del cuadrado de la distancia, m la masa óptica relativa, que es función del ángulo cenital solar θ_0 , y δ_λ la profundidad óptica total. Tanto m como δ_λ dependen de cada uno de los constituyentes atmosféricos y, si consideramos que los procesos que atenúan la radiación solar son independientes unos de otros, el exponente de la ley de Beer-Lambert-Bouguer, el espesor total, podría expresarse según la expresión II.73

$$m\delta_\lambda = \sum_i m_i \delta_{\lambda,i} \quad (\text{IV.2})$$

donde el subíndice i representa a cada uno de los constituyentes atmosféricos. La ley de Beer-Lambert-Bouguer es válida para describir los procesos de atenuación por dispersión de moléculas, y los de dispersión y absorción por las partículas del aerosol. La absorción debida a los gases es muy compleja y estrictamente no se puede explicar por esta ley, aunque usualmente se aproxima mediante ella.

En nuestro caso, dada la magnitud de la radiación directa solar, podemos considerar que la radiación difusa que se propaga en la dirección de la radiación directa es muy pequeña. Por lo tanto, a partir de las medidas proporcionadas por el radiómetro CIMEL en cada canal espectral podemos determinar la profundidad óptica del aerosol, haciendo uso de la ley de Beer-Lambert-Bouguer y la expresión IV.1

$$\delta_{a,\lambda} = \frac{1}{m_a} \left[\ln \left(\frac{V_{0\lambda} r^2}{V_\lambda} \right) - m_R \delta_{R,\lambda} - m_o \delta_{o,\lambda} - m_n \delta_{n,\lambda} \right] \quad (\text{IV.3})$$

donde V_λ es la medida obtenida por el radiómetro para cada una de las longitudes de onda y $V_{0\lambda}$ es la constante de calibración del instrumento, y los subíndices R , o , n hacen referencia a Rayleigh, O_3 y NO_2 , respectivamente. Debido a la situación de los filtros del CIMEL en el espectro, sólo se hace necesario la utilización de la extinción de Rayleigh, O_3 y NO_2 en la estimación de la profundidad óptica del aerosol.

Algunos autores han analizado el error asociado a la profundidad óptica del aerosol debido a la inclusión de datos obtenidos de diversas fuentes (Dutton et al., 1994; Russell et al., 1993; Reagan et al., 1986; Thomason et al., 1983; Box and Deepak, 1979). Despreciando las contribuciones al error de las profundidades ópticas de los constituyentes atmosféricos y de las masas de aire relativas de los mismos, el error que se obtiene al calcular la profundidad óptica del aerosol viene dado por Russell et al. (1993)

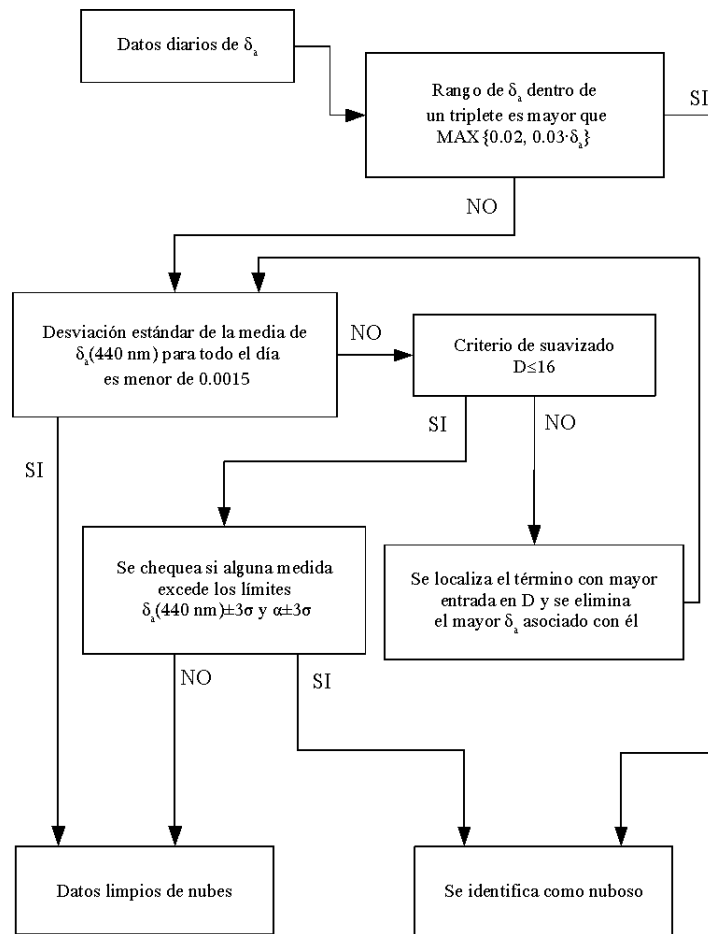


Figura IV.1. Diagrama de flujo describiendo el algoritmo de limpieza de nubes para los datos de profundidad óptica del aerosol.

$$\Delta \delta_{a,\lambda} = \frac{1}{m_a} \left[\left(\frac{\Delta V_{0\lambda}}{V_{0\lambda}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta V_{\lambda}}{V_{\lambda}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{IV.4})$$

Como se ha comentado en el Capítulo III, las medidas de irradiancia solar del radiómetro CIMEL constan de tres observaciones (triplete) separadas entre ellas 30 segundos, aproximadamente. Como ya vimos, este triplete se utiliza para la detección de nubes. El principio en el que se basa este método contempla que la variación del espesor óptico en presencia de nubes es mayor que en ausencia de las mismas. El procedimiento para la detección de nubes que hemos seguido es el descrito por Smirnov et al. (2000). Este algoritmo consta de los siguientes pasos (figura IV.1):

- 1) Criterio de estabilidad del triplete. La evidencia empírica muestra que la variación de la profundidad óptica del aerosol en un triplete no supera 0.02 a bajas profundidades y $0.03 \cdot \delta_a$ a altas profundidades ópticas. Si el triplete se identifica como bueno, la media de las profundidades ópticas del aerosol del triplete se considera como el valor de la profundidad óptica del aerosol.

2) Estabilidad diaria. Si la desviación estándar de la media de la profundidad óptica del aerosol a lo largo del día en 400 nm es inferior a ± 0.015 , se acepta todo el día como limpio. Este criterio se basa en que el error asociado a las medidas de profundidad es de ± 0.01 , por lo tanto no es necesario chequear todo el día ya que la variación diaria es menor o similar a la exactitud de la medida.

2.1) Criterio de suavizado. Este criterio se basa en la limitación de la raíz cuadrada media de la segunda derivada de la profundidad óptica del aerosol con el tiempo, ya que la segunda derivada es más sensible a las oscilaciones locales de la profundidad óptica causada por las nubes, y la media de la segunda derivada aumenta considerablemente con estas oscilaciones. Definimos el índice D a partir de las medidas de la profundidad óptica en 440 nm como

$$D = \sqrt{\frac{1}{(n-2)} \sum \left[\frac{\ln \delta_i - \ln \delta_{i+1}}{t_i - t_{i+1}} - \frac{\ln \delta_{i+1} - \ln \delta_{i+2}}{t_{i+1} - t_{i+2}} \right]^2} \leq 16 \quad (\text{IV.5})$$

Si $D > 16$ se localiza el término con mayor entrada en D y se elimina la profundidad óptica asociada con él. Cuando el número de medidas en un día se reduce a 1 o 2 se rechaza ese día. El umbral de $D \leq 16$ se obtiene a partir de la experiencia.

2.2) Criterio de 3σ . Se chequea si alguna medida cae fuera del rango 3σ sobre la media de $\delta_a(440)$ y sobre la media del exponente de Ångström ($\delta_a(440) \pm 3\sigma$ y $\alpha \pm 3\sigma$). En este caso el exponente de Ångström se estima en el rango 440-870 nm, sobre todo el día.

Este algoritmo produce en general buenos resultados, exceptuando las situaciones en las que se involucran cirros delgados estables.

Por otro lado, $\delta_{a,\lambda}$ esta dada por la expresión II.69, que corresponde a la integral del coeficiente de extinción del aerosol en la columna atmosférica. Por lo tanto, si la distribución de tamaño de las partículas dispersoras a altura z es $n(r,z)$, utilizando la expresión de χ_λ , II.48, obtenemos

$$\delta_{a,\lambda} = \int_0^\infty \int_{r_m}^{r_M} \pi r^2 Q_{ext}(x, \tilde{m}) n(r, z) dr dz \quad (\text{IV.6})$$

donde r_m y r_M son el radio mínimo y máximo de las partículas del aerosol, respectivamente. En este punto introducimos ahora la distribución de tamaño integrada en la columna atmosférica, $n_c(r)$ como

$$n_c(r) = \int_0^\infty n(r, z) dz \quad (\text{IV.7})$$

que representa el número de partículas en una columna de aire de sección transversal unidad, por unidad de radio de dichas partículas ($\text{cm}^{-2} \mu\text{m}^{-1}$). Así pues

$$\delta_{a,\lambda} = \int_{r_m}^{r_M} \pi r^2 Q_{ext}(x, \tilde{m}) n_c(r) dr \quad (IV.8)$$

La distribución de tamaño de la columna, $n_c(r)$, se puede relacionar con la distribución de tamaño de volumen de la columna mediante $v_c(r) = (4\pi/3)r^3 n_c(r)$, donde se define como el volumen de aerosol en una columna de aire de sección transversal por unidad de radio de dichas partículas. Estas distribuciones, a su vez, se suelen expresar en términos de unidades logarítmicas de radio por ser más útiles, cumpliéndose $n_c(r)dr = n_c^*(r)d\ln r$, $v_c(r)dr = v_c^*(r)d\ln r$. Por lo tanto, teniendo en cuenta esto podemos escribir

$$\delta_{a,\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{r_m}^{r_M} K_{ext}(x, \tilde{m}) v_c^*(r) d\ln r \quad (IV.9)$$

donde K_{ext} se conoce con el nombre de función Kernel o núcleo de extinción (figura IV.5), y está definida por

$$K_{ext}(x, \tilde{m}) = \frac{3}{4} \frac{Q_{ext}(x, \tilde{m})}{x} \quad (IV.10)$$

Esta función Kernel caracteriza los radios de las partículas que tienen una mayor contribución a la profundidad óptica del aerosol en una longitud de onda determinada. Para el intervalo de longitud de onda disponible (340-1020 nm), el intervalo de radio donde pueden obtenerse de forma fiable las propiedades del aerosol es de 0.03 a 3 μm (figura IV.5).

Por lo tanto, del estudio de la dependencia espectral de la profundidad óptica del aerosol es posible intuir cómo son las distribuciones de tamaño de las partículas que constituyen el aerosol. La expresión utilizada normalmente es la conocida como ley de Ångström (Ångström, 1929), y que se presentó en el capítulo II (ecuación II.83). Como se comentó en dicho capítulo, el parámetro α está relacionado con el tamaño de las partículas de tal manera que decrece conforme la proporción de partículas de mayor tamaño aumenta. En nuestro caso, para este análisis se realizará un cálculo de este parámetro en el rango 440-1020 nm ($\alpha_{440-1020}$) ya que este intervalo es común en todos los radiómetros CIMEL utilizados.

Ahora bien, la expresión de Ångström es equivalente a una distribución de Junge unimodal, lo cual no es lo que habitualmente se encuentra, sino que suelen aparecer varios modos. Por este motivo suelen calcularse por un lado α con longitudes de onda del visible al infrarrojo que pueden dar información relativa de la influencia relativa del modo de partículas grandes frente al de acumulación, y por otro lado, α con longitudes de onda del ultravioleta al visible que es mucho más sensible al modo de acumulación que al modo de partículas grandes (Eck et al., 2001; O'Neill et al., 2001). En nuestro caso podríamos calcular un parámetro para el ultravioleta, α_{UV} , con los radiómetros #109 y #307 en el intervalo 340-440 nm, para el radiómetro #394 con las longitudes de onda 380-440 nm, mientras que no es posible para el instrumento #176. Por el contrario, sí es posible en todos los radiómetros calcular un parámetro en el infrarrojo, α_{IR} , con el mismo intervalo, 670-1020 nm.

Estos parámetros, α_{UV} y α_{IR} , suelen mostrar que la dependencia de la profundidad óptica del aerosol con la longitud de onda es no lineal en el espacio log-log, consecuencia de la

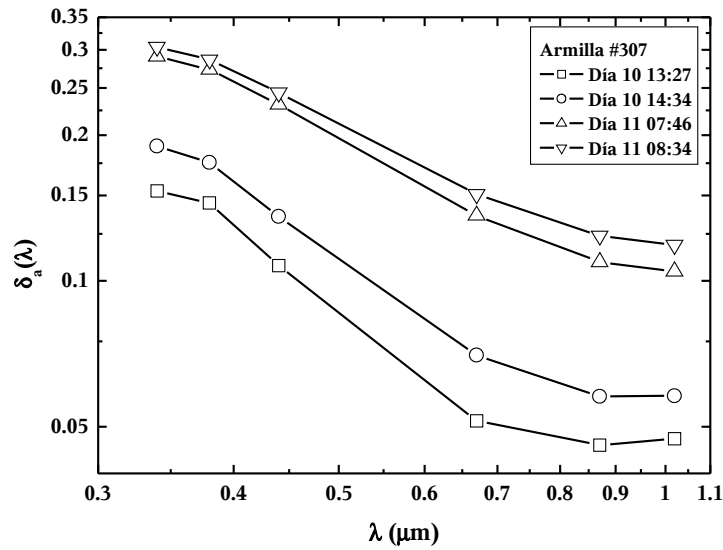


Figura IV.2. Dependencia espectral de la profundidad óptica.

existencia de varios modos. Para una mejor caracterización de esta dependencia en el intervalo de longitudes de onda del CIMEL sería más conveniente utilizar una regresión de los datos a un polinomio de tercer orden:

$$\ln \delta_a = a_0 + a_1 \cdot \ln\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right) + a_2 \cdot \ln^2\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right) + a_3 \cdot \ln^3\left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right) \quad (\text{IV.11})$$

Con un polinomio de tercer orden no sólo podemos cuantificar la curvatura de la relación entre $\ln \delta_a$ y $\ln \lambda$, es decir α , sino que podemos cuantificar también la variación de α con la longitud de onda a través de su derivada, α' , y no lleva necesariamente a que α' sea constante, lo cual excluye algunas situaciones (O'Neill et al., 2001). Efectivamente, como puede verse en la figura IV.2, donde se muestran algunas profundidades ópticas del aerosol en función de la longitud de onda durante la fase de intercomparación de VELETA 2002 en Armilla, en la zona del ultravioleta la curva tiende a ser convexa, mientras que en la zona del infrarrojo la tendencia es a ser cóncava. Por lo tanto, un polinomio de tercer orden puede mostrar una mejor dependencia que un polinomio de segundo orden o de primer orden. Por otro lado, un polinomio de mayor grado dejaría más cerrada la dependencia de la profundidad óptica del aerosol respecto a la longitud de onda, pero dado el número limitado de longitudes de onda que disponemos y la aparente dependencia que se muestra en la figura IV.2, incluir mayores ordenes pueden dar dependencias con mínimos y/o máximos relativos intermedios no acorde con las medidas.

La relación entre los coeficientes a de la ecuación IV.11 y la derivadas de la profundidad óptica con la longitud de onda pueden obtenerse del desarrollo de Taylor de un polinomio. Por lo tanto, haciendo el desarrollo de Taylor del logaritmo de la profundidad óptica respecto al logaritmo de la longitud de onda en torno a la longitud de onda $1 \mu\text{m}$ (es decir, $\log \lambda = 0$), resulta:

$$\begin{aligned}
 a_0 &= (\ln \delta_a)_{\lambda_0} \\
 a_1 &= \left(\frac{1}{1!} \frac{d \ln \delta_a}{d \ln \lambda} \right)_{\lambda_0} \\
 a_2 &= \left(\frac{1}{2!} \frac{d^2 \ln \delta_a}{d \ln \lambda^2} \right)_{\lambda_0} \\
 a_3 &= \left(\frac{1}{3!} \frac{d^3 \ln \delta_a}{d \ln \lambda^3} \right)_{\lambda_0}
 \end{aligned}
 \quad
 \begin{aligned}
 \ln \beta &= a_0 \\
 \lambda_0 &= 1 \mu m \quad \alpha_{1000} = -a_1 \Rightarrow \\
 &\Rightarrow \quad \alpha'_{1000} = -2 \cdot a_2 \\
 &\quad \alpha''_{1000} = -6 \cdot a_3
 \end{aligned}
 \quad
 \begin{aligned}
 \alpha(\lambda) &= \alpha_{1000} + \alpha'_{1000} \cdot \ln \lambda + \frac{\alpha''_{1000}}{2} \ln^2 \lambda \\
 \alpha'(\lambda) &= \alpha'_{1000} + \alpha''_{1000} \cdot \ln \lambda \\
 &\quad \lambda \text{ en } \mu m
 \end{aligned}
 \quad (IV.12)$$

Como se puede observar la ordenada en el origen sigue siendo el logaritmo del parámetro de turbiedad de Ångström, y ahora el exponente de Ångström es una función dependiente del logaritmo de la longitud de onda.

Del estudio de la concavidad/convexidad, de los extremos relativos y del punto de inflexión del polinomio ajustado podemos extraer información de que partículas dominan el aerosol así de como serán los radios de las partículas.

Como sabemos un polinomio de tercer orden puede tener bien un máximo, un mínimo y un punto de inflexión o bien solamente un punto de inflexión (figura IV.3). Dado que en el intervalo de longitudes de onda en la que trabajamos (340-1020 nm) normalmente la tendencia que tiene la profundidad óptica con la longitud de onda es decreciente, resulta que la posibilidad (d) mostrada en la figura IV.3 no puede darse por ser esta siempre creciente (una situación extrema de ausencia del modo de acumulación podría dar este caso). Por tanto, sólo se podrán dar los tramos decrecientes del resto de situaciones mostradas en la figura IV.3. En concreto, la curva (a) es la que corresponde con las profundidades mostradas en la figura IV.2.

Veamos primero qué ocurre con las curvas (b) y (c). En estas curvas, cuyo punto de inflexión del polinomio ajustado se encuentra fuera del intervalo de longitudes de onda utilizado (regiones b1, b2, c1 y c2), la dependencia espectral de la profundidad óptica puede ser descrita más simplemente por un polinomio de segundo orden. En estas situaciones tenemos las siguientes posibilidades:

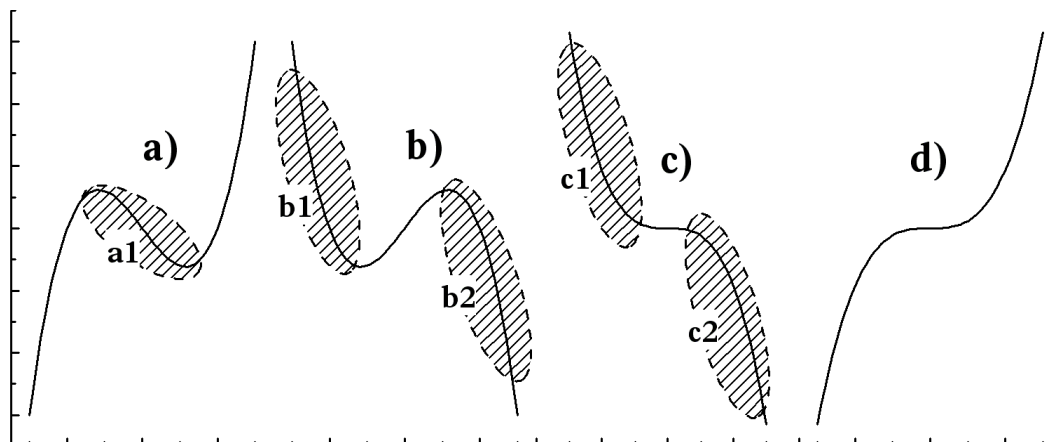


Figura IV.3. Posibles formas funcionales de un polinomio de tercer grado. Las zonas sombreadas corresponden a las regiones a las que pueden ajustarse las profundidades ópticas del aerosol.

- i) Curva convexa ($\alpha' > 0$, regiones b2 y c2): en estas curvas el punto de inflexión se encuentra en longitudes de onda inferiores al intervalo utilizado. En esta situación existe un dominio del modo de acumulación (Eck et al., 1999; Eck et al., 2001). Además, dado que el máximo, en el caso de b2, y el punto de inflexión, en el caso de c2, se da en longitudes de onda corta, mientras más cerca estén estos al intervalo utilizado mayor será el radio de las partículas en el modo de acumulación, por verse estas longitudes de onda afectadas principalmente por este modo (figura IV.5).
- ii) Curva cóncava ($\alpha' < 0$, regiones b1 y c1): aquí el punto de inflexión se encuentra en longitudes de onda superiores al intervalo utilizado, y encontramos un dominio del modo de partículas grandes (Eck et al., 1999; Eck et al., 2001). En esta situación mientras más cerca este al intervalo utilizado el mínimo, en el caso de b1, y el punto de inflexión, en el caso de c1, menor será el radio de las partículas predominantes en el rango 0.2-3 μm (figura IV.5).

Cuando nos encontremos ante una situación en que la dependencia espectral de la profundidad óptica del aerosol en el intervalo de longitudes de onda utilizado tenga la forma (c) completa puede ser indicativo de la existencia de partículas con radios intermedios entre los modos de acumulación y de partículas grandes (en torno 0.2-1 μm), de tal forma que mientras mayor sea la longitud de onda en la que se encuentre el punto de inflexión mayor será el radio de estas partículas.

Por otro lado, cuando la dependencia espectral de la profundidad óptica tenga una forma como la mostrada en IV.3a), el punto de inflexión de la curva puede mostrarnos cuál es el modo que domina. Cuando el punto de inflexión tienda hacia el ultravioleta será indicativo de un aumento del modo de partículas grandes, mientras que si el punto de inflexión tiende a longitudes de onda más largas mostrará una mayor proporción del modo de acumulación, similar a lo que ocurre con la curva (c) completa. Por otro lado, el máximo de la curva nos dará información del máximo del modo de acumulación, mientras que el mínimo nos dará información del corte de los dos modos de partículas.

Los máximos, mínimos y puntos de inflexión deben ser analizados dentro de una evolución temporal y serán relativos a la situación unos instantes anteriores al cálculo. Esto es, el análisis de estos parámetros nos informan de la evolución temporal del tamaño de las partículas.

Debido a la mayor información que puede aportar la forma funcional polinómica, se calculará ésta en cada situación con las longitudes de onda disponibles. Por otro lado, los parámetros α_{UV} y α_{IR} se obtendrán a partir de las expresiones IV.12 evaluadas para las longitudes de onda de 380 y 870 nm ya que son longitudes medidas por los instrumentos y están en una posición intermedia en los intervalos utilizados en la definición de ambos parámetros. Además las conclusiones que pueden obtenerse con ambos pares de parámetros es similar debido a que tiene un comportamiento muy parecido, como se muestra en la figura IV.4. Este ajuste polinómico no se realizará en el caso del instrumento #176 ya que no dispone de las longitudes de onda del ultravioleta.

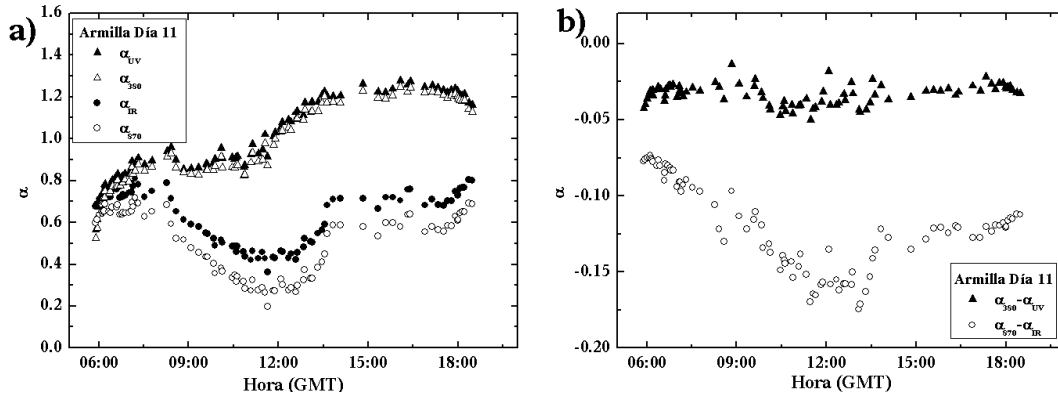


Figura IV.4. Comparación entre distintos parámetros α calculados el día 11 en Armilla con el radiómetro #307. a) Evolución diaria; b) diferencia absoluta entre ambos pares de parámetros.

IV.2.2 RADIANCIA DEL CIELO EN EL PLANO ALMUCÁNTAR

Por otro lado, el instrumento también realiza medidas de la radiancia del cielo en el almucántar. La solución de la ecuación de transporte radiativo para el almucántar solar ($\mu = \mu_0$) según la aproximación SOS (ecuaciones II.101, II.102) puede escribirse (Box and Deepak, 1981; Nakajima et al. 1986)

$$L_\lambda(\Theta) = \frac{mE_\lambda}{4\pi} [\omega_{0\lambda} \delta_\lambda p_\lambda(\Theta) + q_\lambda(\Theta)] \quad \mu = \mu_0 \quad (IV.13)$$

donde $\omega_{0\lambda}$ es el albedo de dispersión simple total, $p_\lambda(\Theta)$ es la función de fase total en el ángulo de dispersión Θ , y $q_\lambda(\Theta)$ representa la contribución de dispersión múltiple. Para la expresión IV.13 se ha tenido en cuenta que la radiancia en una dirección distinta al cenital y acimunt solar es igual a la radiancia difusa. Con el término “total” del albedo de dispersión simple y de la función de fase queremos hacer referencia a que corresponden a magnitudes que contabilizan cualquier tipo de dispersión (Rayleigh y partículas de aerosol). Además estas magnitudes vienen de la integración a lo largo del camino que sigue la radiación. Por lo tanto, vienen expresadas por:

$$\omega_{0\lambda} = \frac{\delta_\lambda^s}{\delta_\lambda} = \frac{\int_0^\infty \sigma_\lambda dz}{\int_0^\infty \chi_\lambda dz} = \frac{\int_0^\infty \int_0^\infty \pi r^2 Q_{sca}(x, \tilde{m}) n(r, z) dr dz}{\int_0^\infty \int_0^\infty \pi r^2 Q_{ext}(x, \tilde{m}) n(r, z) dr dz} \quad (IV.14)$$

$$p_\lambda(\Theta) = \frac{1}{\delta_\lambda^s} \int_0^\infty \int_0^\infty \pi r^2 Q_{sca}(x, \tilde{m}) p_{\lambda,r}(\Theta) n(r, z) dr dz$$

donde δ_λ^s es la profundidad óptica de dispersión, $n(r, z)$ es la distribución de tamaño de las partículas dispersoras a altura z , $p_{\lambda,r}(\Theta)$ es la función de fase en la longitud de onda λ de partículas de radio r , y Q_{ext} y Q_{sca} son los factores de eficiencia de extinción y dispersión, que comentamos en el capítulo II, y se obtienen directamente de la teoría de Mie para partículas esféricas. Estos factores dependen del parámetro esférico de tamaño de las partículas, x , y de

su índice de refracción complejo, $\tilde{m}=n-ki$. Haciendo uso de la distribución de tamaño integrada en la columna, tendremos:

$$\omega_{0\lambda} = \frac{\delta_\lambda^s}{\delta_\lambda} = \frac{\int_0^\infty \sigma_\lambda dz}{\int_0^\infty \chi_\lambda dz} = \frac{\int_0^\infty \pi r^2 Q_{sca}(x, \tilde{m}) n_c(r) dr}{\int_0^\infty \pi r^2 Q_{ext}(x, \tilde{m}) n_c(r) dr} \quad (IV.15)$$

$$p_\lambda(\Theta) = \frac{1}{\delta_\lambda^s} \int_0^\infty \pi r^2 Q_{sca}(x, \tilde{m}) p_{\lambda,r}(\Theta) n_c(r) dr$$

Volviendo con la expresión IV.13, resulta que desde un punto de vista experimental será más útil considerar la radiancia del cielo normalizada a la irradiancia directa E_λ , en lugar de L_λ , esto es

$$R_\lambda(\Theta) = \frac{4\pi L_\lambda(\Theta)}{m E_\lambda} = \beta_\lambda(\Theta) + q_\lambda(\Theta) \quad (IV.16)$$

donde $\beta_\lambda(\Theta) = \omega_{0\lambda} \delta_\lambda p_\lambda(\Theta)$ representa la contribución de dispersión simple, y llamaremos profundidad diferencial de dispersión, ya que si promediamos sobre todos los ángulos sólidos obtendremos la profundidad óptica de dispersión

$$\frac{1}{4\pi} \oint \beta_\lambda(\Theta) d\Omega = \frac{1}{4\pi} \oint \omega_{0\lambda} \delta_\lambda p_\lambda(\Theta) d\Omega = \omega_{0\lambda} \delta_\lambda = \delta_\lambda^s \quad (IV.17)$$

Al ser $R_\lambda(\Theta)$ una magnitud relativa estará menos afectada de la degradación de los filtros de nuestro instrumento de medida. Por tanto, esta radiancia $R_\lambda(\Theta)$ resulta útil para el seguimiento a largo plazo de las propiedades ópticas del aerosol. Recordemos en este momento que la contribución $q_\lambda(\Theta)$ debida al proceso de dispersión múltiple no es despreciable, y crece cuando el ángulo de dispersión Θ aumenta (Nakajima et al. 1986).

A partir de los valores de radiancia normalizada $R_\lambda(\Theta)$, y aplicando un algoritmo de dispersión múltiple, puede obtenerse la profundidad diferencial de dispersión $\beta_\lambda(\Theta)$, y a partir de ésta la función de fase del aerosol y su albedo de dispersión simple. Si se dispone de los valores de $\beta_\lambda(\Theta)$ y $\delta_{a,\lambda}$ (profundidad óptica del aerosol), es posible obtener a partir de ellos la distribución de tamaño del aerosol integrada en la columna atmosférica, $n_c(r)$. Esto es posible gracias a que las definiciones de $\beta_\lambda(\Theta)$ y $\delta_{a,\lambda}$ relacionan ambos parámetros con $n_c(r)$.

Por un lado, como hemos visto $\delta_{a,\lambda}$ esta dada por la expresión IV.8. Además, de la misma manera que el albedo de dispersión simple total lo obteníamos como cociente entre la profundidad de dispersión y la profundidad óptica, el albedo de dispersión simple para las partículas del aerosol lo obtendremos como cociente entre la profundidad de dispersión del aerosol y la profundidad óptica del aerosol ($\omega_{a,0\lambda} = \delta_{a,\lambda}^s / \delta_{a,\lambda}$).

Por otro lado, considerando las funciones de intensidad de Mie, i_1 e i_2 , sin polarización de la onda incidente (sección II.2) y de la definición de $\omega_{a,0\lambda}$, la profundidad diferencial de dispersión representativa del aerosol en toda la columna atmosférica es

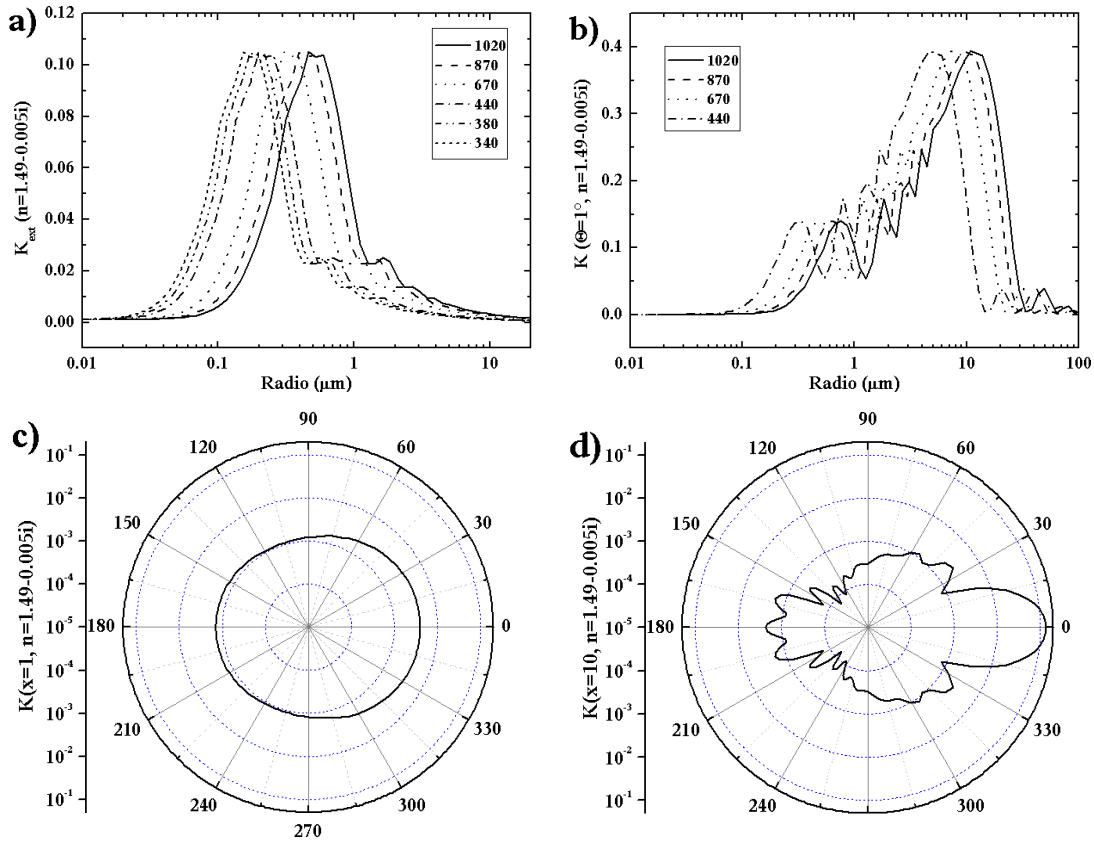


Figura IV.5. Comportamiento de las funciones Kernel para las distintas longitudes de onda utilizadas y para un índice de refracción $m=1.49-0.005i$: a) kernel de extinción; b) kernel en $\Theta=1^\circ$; c) y d) distribución angular del kernel para $x=1$ y $x=10$ respectivamente.

$$\begin{aligned}\beta_{a,\lambda}(\Theta) &= \frac{\lambda^2}{2\pi} \int_0^\infty \int_{r_m}^{r_M} [i_1(\Theta, x, \tilde{m}) + i_2(\Theta, x, \tilde{m})] n(r, z) dr dz \\ &= \frac{\lambda^2}{2\pi} \int_{r_m}^{r_M} [i_1(\Theta, x, \tilde{m}) + i_2(\Theta, x, \tilde{m})] n_c(r) dr\end{aligned}\quad (IV.18)$$

Utilizando la relación entre $n_c(r)$ y $v_c^*(r)$ que se ha utilizando para la profundidad óptica, tenemos

$$\beta_{a,\lambda}(\Theta) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{r_m}^{r_M} K(\Theta, x, \tilde{m}) v_c^*(r) d \ln r \quad (IV.19)$$

donde K es la funciones Kernel o núcleo (figura IV.5), y está definida por

$$K(\Theta, x, \tilde{m}) = \frac{3}{2} \frac{i_1(\Theta, x, \tilde{m}) + i_2(\Theta, x, \tilde{m})}{x^3} \quad (IV.20)$$

El comportamiento de las funciones Kernel determina el intervalo de variación del radio de las partículas que contienen información fiable de las propiedades ópticas y físicas de las partículas del aerosol (Box and Viera, 1989). La revisión de varios Kernels para diferentes índices de refracción típicos del aerosol atmosférico muestra que en el intervalo de λ

considerado, cuando sólo se dispone de medidas de dispersión, el intervalo de variación del radio donde pueden obtenerse de forma fiable las propiedades del aerosol es de 0.06 a 10 μm (figura IV.5). Sin embargo, cuando se utilizan de manera conjunta las medidas de extinción junto con las de radiancia normalizada y extinción, dicho intervalo de valores del radio es de 0.03 a 10 μm (Thomalla and Quenzel, 1982; Nakajima et al. 1996) (figura IV.5).

IV.3 INVERSIÓN DE MEDIDAS DE RADIANCIA DEL CIELO

El procedimiento matemático mediante el cual pueden obtenerse las propiedades del aerosol a partir de las observaciones experimentales de radiancia difusa del cielo es un problema inverso de cálculo basado en la ecuación de transporte radiativo. En este apartado presentaremos una formulación básica, su evolución y los métodos que conducen a su solución adecuada.

Como hemos visto anteriormente, a partir de las medidas de radiancia difusa del cielo tomadas en el almucántar solar se puede obtener $\beta_{a,\lambda}(\Theta)$, mientras que a partir de las medidas de irradiancia solar directa obtenemos la profundidad óptica del aerosol $\delta_a(\lambda)$.

En general, la relación de ambas magnitudes con la función de distribución de tamaño del aerosol desconocida, $v_c^*(r)$, se puede representar por una ecuación que se conoce con el nombre de *ecuación de Fredholm de primera especie* (Philips, 1962; Twomey, 1963; Kandlikar and Ramachandran, 1990), que para un número M de observaciones se escribe como

$$y_i = \int_{r_m}^{r_M} W_i(x, \tilde{m}) v_c^*(r) d \ln r \quad i=1,2, \dots, M \quad (\text{IV.21})$$

donde y_i representan a las medidas, ya sean de radiancia difusa del cielo en un ángulo de dispersión Θ , o de extinción, evaluadas en la longitud de onda λ . La función $W_i(x, \tilde{m})$, que está relacionada con el núcleo o kernel, K , representa una sección transversal de dispersión o extinción y se evalúa a partir de la teoría de Mie (Liou, 1980). En general, tanto las medidas, y_i , como la función, W_i , dependen de la longitud de onda, λ . Las medidas de radiancia difusa del cielo dependen también del ángulo de dispersión, Θ . Por otro lado, W_i depende también del radio de las partículas, a través del parámetro esférico de tamaño, x , y de la composición de éstas, más concretamente del índice de refracción, \tilde{m} . La función de distribución de tamaño $v_c^*(r)$ es el término que representa la solución del problema propuesto. Para determinar $v_c^*(r)$ debe invertirse matemáticamente las ecuaciones IV.19. El éxito en la resolución de esta ecuación dependerá de la precisión de las medidas, y_i , y de la forma de las funciones $W_i(x, \tilde{m})$.

En principio, la ecuación integral de Fredholm de primera especie se puede resolver mediante una transformación de Fourier o Laplace. Sin embargo, ya que no es posible expresar de forma analítica $v_c^*(r)$ en función de y_i , debido sobre todo al número finito, M, de observaciones, hay que llevar a cabo una aproximación numérica de dicha ecuación (Shaw,

1979), expresando la integral por una suma finita sobre N intervalos de valores del radio comprendidos entre (r_m, r_M) (Twomey, 1977; King et al., 1978); de este modo podremos escribir

$$y_i + \varepsilon_i = \sum_{j=1}^N A_i(x_j) v_c^*(r_j) \quad i=1,2,\dots,M \quad (\text{IV.22})$$

donde ε_i es el error de las medidas y $A_i(x_j) = W_i(x_j) \Delta x_j$. Este sistema de M ecuaciones lineales, que a primera vista parece fácil de resolver, plantea dos dificultades. Por un lado, la incertidumbre en el error de las medidas confiere inestabilidad a la solución. Por otro, es un sistema indeterminado ya que el número de medidas, M, que contienen información útil es inferior al de parámetros desconocidos, N. Además, debido al solapamiento de los Kernel, no obtenemos más información aumentando el número de longitudes de onda de medida (figuras IV.5). Para seleccionar una solución, de entre todas las posibles, es necesario entonces añadir más información al sistema de ecuaciones. Así, los diferentes métodos de inversión introducen a priori ciertas limitaciones físicamente razonables a la solución a modo de condiciones de contorno.

IV.3.1 MÉTODO DE INVERSIÓN LINEAL RESTRINGIDA

Este método adopta una formulación matricial lineal del anterior sistema de ecuaciones

$$\mathbf{y} + \boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{A}\mathbf{v} \quad (\text{IV.23})$$

donde $\mathbf{y} + \boldsymbol{\varepsilon}$ es el vector $M \times 1$ de las medidas experimentales, $\beta_{a,\lambda}$ ó $\delta_a(\lambda)$, con su componente de error, \mathbf{v} es el vector $N \times 1$ de las componentes de la distribución de tamaño desconocida, y \mathbf{A} la matriz $M \times N$ compuesta por las funciones W .

Este método consiste en encontrar la solución de la anterior ecuación matricial imponiendo ciertas restricciones que controlen su estabilidad. Dichas restricciones están representadas por la matriz \mathbf{H} (Twomey, 1963), y el multiplicador de Lagrange γ , que establece la conexión entre \mathbf{A} y \mathbf{H} (Shaw, 1979; King, 1982; Rizzi et al., 1982; Tanaka et al. 1982). Si \mathbf{A}^T es la matriz traspuesta de \mathbf{A} , la solución toma entonces la forma

$$\mathbf{v} = (\mathbf{A}^T \mathbf{A} + \gamma \mathbf{H})^{-1} \mathbf{A}^T \mathbf{y} \quad (\text{IV.24})$$

quedando dicha solución expresada como una función lineal de los Kernel's y las medidas experimentales.

IV.3.2 MÉTODO DE INVERSIÓN NO LINEAL ITERATIVO DE TWOMEY MODIFICADO

Un método iterativo no lineal comienza suponiendo una solución inicial que se actualiza en cada iteración. En el método de (Twomey, 1975) modificado (Trakhovsky and Shettle, 1985; Hitzengerger and Rizzi, 1986; Winklmayr et al., 1990) la solución para M medidas es

$$v_c^{*(n+1)}(r_j) = v_c^{*(n)}(r_j) \prod_{i=1}^M \left[1 + a_i^{(n)} \frac{K_i(x_j)}{K^{max}} \right] \quad j=1,2,\dots,N \quad (IV.25)$$

donde (n) es el número de iteraciones, $K_i(x_j)$ es el Kernel en el ángulo de medida i y parámetro de tamaño x_j , K^{max} es el valor máximo de $K_i(x_j)$, y los coeficientes a_i son factores de corrección de la solución que representan el residuo entre los datos reales y los calculados. Al ser multiplicativas las correcciones en lugar de aditivas, se dice que la técnica es no lineal. El proceso iterativo se repite hasta que la diferencia entre los datos experimentales y los calculados a partir de los parámetros obtenidos en la inversión quede dentro de un porcentaje o nivel de acuerdo establecido.

Las ventajas de los métodos de inversión no lineal frente a los de inversión lineal son las siguientes: a) la solución iterada es siempre positiva; b) se obtienen resultados satisfactorios en un mayor intervalo de valores del radio (Kandlikar and Ramachandran, 1999); c) su formulación es más simple, y por tanto más fácil de introducir en un código de inversión (Twomey, 1975; Nakajima et al., 1996). Sin embargo, la diferencia entre las magnitudes experimentales y las calculadas a través de la inversión de las medidas es mayor en los métodos no lineales, cuya solución, además, depende fuertemente de la suposición inicial.

IV.4 CÓDIGO DE INVERSIÓN EMPLEADO

El código de inversión empleado para obtener las propiedades ópticas y físicas del aerosol es el SKYRAD.pack, desarrollado por Nakajima (Nakajima et al. 1996). Originalmente consta de dos programas: el MKDTA, que resuelve lo que hemos llamado *problema directo* simulando datos de radiancia difusa del cielo e irradiancia directa, y el REDML (figura IV.6), que resuelve el *problema inverso* para obtener propiedades del aerosol a partir de datos de radiancia difusa del cielo y de extinción, ya sean reales o simulados. La subrutina principal, llamada RTRN1, es un código de transferencia radiativa, basado en un método mejorado de dispersión simple y múltiple para el caso de una atmósfera plano-paralela. Así, en la inversión, $\beta_{a,\lambda}(\theta)$ se obtiene a partir de $R_i(\theta)$ en un proceso iterativo. Con $\beta_{a,\lambda}(\theta)$ y $\delta_a(\lambda)$, si se dispone, se obtiene la distribución de volumen del aerosol con la subrutina AEINV como un histograma.

Los parámetros de entrada al programa REDML son: el radio máximo, r_M , y mínimo, r_m , de las partículas; su índice de refracción complejo, $\tilde{m}=n-ki$, y el albedo de la superficie, A , en cada longitud de onda utilizada. Tanto n como k se suponen independientes de la longitud de onda. También se proporciona el ángulo cenital solar, la geometría de observación (almucántar o plano principal), el número y valor de longitudes de onda empleadas, los ángulos de dispersión de las medidas, las radiancias normalizadas en las longitudes, ángulos de dispersión especificados, y las profundidades ópticas (si están disponibles).

Tras ejecutar el REDML obtenemos diferentes propiedades del aerosol como el albedo de dispersión simple, $\omega_{a,0}(\lambda_j)$, su profundidad óptica, $\delta_a(\lambda_j)$, la distribución de volumen, $v_c^*(r)$, la

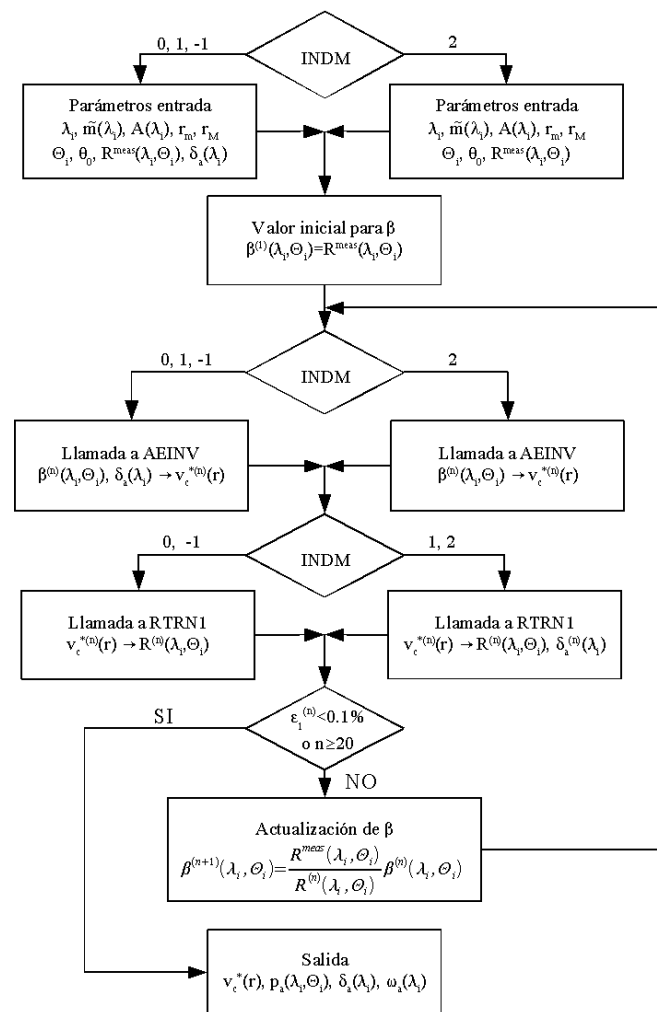


Figura IV.6. Diagrama de flujo del programa REDML del código SKYRAD.pack para invertir los datos de radiación solar directa y difusa Nakajima et al. 1996.

función de fase $p_a(\Theta_i, \lambda_i)$ y el patrón de radiancia normalizada reconstruido $R_i(\Theta_i)$ con su índice de error $\varepsilon(R_i)$ (figura IV.6). La convergencia del método de inversión a un único conjunto de valores de $v_c^*(r)$, p_a , $\omega_{a,0}$ y δ_a se basa en la suposición de que unas propiedades ópticas del aerosol específicas determinan de forma concreta la radiancia observada en el almucántar (Kaufman et al. 1994).

El programa REDML puede operar en cuatro modos diferentes (figura IV.6), seleccionados mediante del índice INDM, de acuerdo con las distintas condiciones experimentales que puedan producirse (Nakajima et al. 1996):

- INDM=2, donde la inversión recae por completo en los valores experimentales de $R(\Theta)$, y, por tanto, sólo es necesaria la calibración del instrumento para las medidas de radiancias. Este modo de operación devuelve el valor de la profundidad óptica y la distribución de tamaño de las partículas del aerosol, incluso si las medidas de irradiancia directa se encuentran sin calibrar. Este modo de operación resulta interesante para medidas realizadas en periodos largos de tiempo.

- INDM=0, se utiliza cuando se dispone de los valores de profundidad óptica del aerosol y de radiancia difusa del cielo normalizada. Durante todo el proceso de inversión la profundidad óptica del aerosol permanece fija. En este modo de operación necesitamos disponer de una calibración de los datos de radiancia difusa del cielo y de irradiancia directa. El intervalo de radio de partículas en el cual pueden obtenerse resultados fiables es de 0.03-10 μm .
- INDM=1, al igual que en el modo 0, se utilizan los valores de profundidad óptica del aerosol y la radiancia difusa del cielo normalizada para la inversión, pero los valores de profundidad óptica son considerados valores iniciales para el proceso de inversión y se actualizan en cada iteración.
- INDM=-1, en este modo no se dispone de la calibración de las medidas de radiancia, por lo que la inversión depende de la profundidad óptica, la cual se usa para normalizar los datos de radiancia difusa del cielo. Una vez normalizada la radiancia difusa el modo de proceder es como en el modo 0.

El procedimiento de inversión es el siguiente (figura IV.6): partiendo de los valores iniciales de $\beta_\lambda = R_\lambda^{meas}(\Theta)$ y aplicando un método de inversión iterativo (subrutina AEINV), se calcula $v_c^{*(n)}$ en la n-ésima iteración a partir de la inversión de los valores de la profundidad diferencial de dispersión $\beta_\lambda^{(n)}(\Theta)$ y profundidad óptica $\delta_a(\lambda)$ (INDM=0,1,-1); a partir de esta estimación de la distribución de tamaño $v_c^{*(n)}$ y a través del esquema de transferencia radiativa (subrutina RTRN1), se obtiene un valor de radiancia $R_\lambda^{(n)}(\Theta)$ (INDM=0,-1) y profundidad óptica $\delta_a^{(n)}(\lambda)$ (INDM=2,1). El proceso se itera hasta que la desviación entre $R_\lambda^{(n)}(\Theta)$ y $R_\lambda^{meas}(\Theta)$, representada por $\varepsilon(R)$, alcanza un valor prefijado. Para obtener $\beta_\lambda^{(n+1)}(\Theta)$ se utilizan los valores finales de $R_\lambda^{(n)}(\Theta)$ y el correspondiente dato experimental, $R_\lambda^{meas}(\Theta)$, según la expresión

$$\beta^{(n+1)}(\Theta) = \frac{R^{meas}(\Theta)}{R^{(n)}(\Theta)} \beta^{(n)}(\Theta) \quad (\text{IV.26})$$

La precisión alcanzada en el proceso de obtención de las propiedades del aerosol, que se representa por el parámetro $\varepsilon(R)$, se define como la desviación relativa (%RMSD) entre las radiancias normalizadas experimentales y las calculadas a través de la distribución de volumen obtenida, promediada para todos los ángulos de dispersión medidos. Si además se promedia para todas las longitudes de onda lo notamos por $\bar{\varepsilon}(R)$. El valor de $\varepsilon(R)$ se fija antes de comenzar la inversión de las medidas, de forma que el proceso (REDML) no se detiene hasta alcanzar dicho valor mínimo. Cuando esto sucede podemos decir que $p_{a,\lambda}(\Theta)$ representa la función de fase del aerosol calculada. El parámetro $\bar{\varepsilon}(R)$ depende fuertemente de la parte real del índice de refracción, y sólo ligeramente de la parte imaginaria del índice de refracción y del albedo de la superficie (Boi et al. 1999). En cuanto a los parámetros de entrada, Tonna et al. (1995) demostraron que cuando se parte de unos valores incorrectos de los mismos en el modo INDM=2 pueden producirse grandes errores en los resultados de la inversión, mientras que el índice $\varepsilon(R)$ no varía significativamente. Solamente en el caso de

que el valor del índice de refracción sea incorrecto $\varepsilon(R)$ aumenta considerablemente (Nakajima et al., 1996; Boi et al., 1999).

Los resultados de la distribución de tamaño y del resto de las propiedades del aerosol atmosférico que se obtienen tras la inversión son estables con respecto al conjunto de longitudes de onda elegido para realizar dicho proceso. Como ya comentamos anteriormente, el comportamiento de las funciones Kernel hace que no se consiga más información de las propiedades del aerosol atmosférico aumentando el número de longitudes de onda de medida a invertir. En efecto, algunos autores (Kaufman et al. 1994) han encontrado para sus conjuntos de datos que, si bien existen pequeñas oscilaciones en la distribución de tamaño cuando se invierte separadamente la radiancia observada en cada longitud de onda, la distribución de tamaño promedio no difiere significativamente de la obtenida mediante la inversión simultánea de las radiancias en todas las longitudes de onda.

Para finalizar este apartado diremos que el código SKYRAD.pack tiene la ventaja de contar con varias opciones de cálculo que pueden implementarse, además de ser un código abierto que permite modificaciones en su programación (Lenguaje FORTRAN). Por ejemplo, se pueden invertir los valores de $\beta_\lambda(\theta)$ y $\delta_a(\lambda)$ (AEINV) mediante una inversión lineal o no lineal, según se elija; realizar los cálculos para una atmósfera multicapa; elegir diferentes esquemas de transferencia radiativa; seleccionar, como parámetros de entrada, un albedo de la superficie para cada longitud de onda, así como utilizar diferentes índices de refracción para cada modo de la distribución de tamaño.

IV.4.1 MODIFICACIONES REALIZADAS Y CONSIDERACIONES PREVIAS A LA INVERSIÓN

En su versión original el código SKYRAD.pack se ha desarrollado para utilizarse con los radiómetros espectrales fabricados por la compañía Prede (modelos Pom-01), incluidos a la red SKYNET. El código cuenta con diversas subrutinas para determinar previamente el ángulo sólido sustentado por el instrumento y las constantes de calibrado Langley que se obtienen en la estación de medida a partir de los valores de irradiancia directa y difusa proporcionados por el instrumento (Tanaka et al, 1986; Boi et al, 1999).

En nuestro caso, como disponemos de la calibración del radiómetro CIMEL, tanto a partir de las medidas realizadas con lámparas adecuadas en el laboratorio como con la técnica Langley, ya descritas en un Capítulo anterior, hemos reducido esta parte del código y hemos implementado varias subrutinas que preparan los datos de entrada al código. En concreto, los pasos que realizan estas subrutinas son los siguientes:

- a) Descarga automática de los valores registrados tanto de irradiancia directa como de radiancia difusa del cielo.
- b) Selección de valores correspondientes a cielo despejado mediante la técnica “tripleto” en la irradiancia directa (Smirnov et al., 2000) y estudio de la simetría en las dos ramas del almucántar en torno a la posición solar. Promediando para todos

los ángulos de dispersión en los que se han realizado las observaciones, las diferencias entre ambas ramas del almucántar deben ser menores al 10% (homogeneidad del cielo durante el proceso de medida de cada almucántar) (Holben et al., 1998).

- c) Cálculo de los valores de la profundidad óptica del aerosol en cada longitud de onda teniendo en cuenta las constantes de calibrado del instrumento.
- d) Estimación de la radiancia del cielo normalizada teniendo en cuenta las constantes de calibrado obtenidas en laboratorio.
- e) Preparación de los datos de entrada al código para trabajar en modo INDM=0 en un intervalo de radio de 0.05-10 μm .

Tal y como comentábamos en la Sección IV.3, la ecuación de Fredholm de primera especie (expresión IV.21) que se utiliza en la inversión contiene un número de medidas (ecuaciones lineales) menor al número de parámetros desconocidos. Por otro lado, debido al solapamiento de los Kernel tampoco obtenemos más información aumentando el número de longitudes de onda de medida. En este sentido, las condiciones de contorno establecidas a priori deben ser tales que nos permitan seleccionar una solución de entre todas las posibles. Para salvar esta dificultad, en nuestro caso hemos elegido el modo de trabajo INDM=0, donde se establecen como fijos los valores de profundidad óptica y se trabaja conjuntamente con los valores de la radiancia del cielo normalizada. Aún así, en este modo de trabajo el valor de la profundidad óptica se utiliza como punto de partida para la estimación de la distribución de tamaño inicial del método iterativo. Este modo de proceder puede crear inestabilidades en la convergencia obteniéndose resultados no esperados desde el punto de vista experimental: valores del índice de refracción y del albedo de dispersión simple inconsistentes. Para soslayar esta dificultad hemos modificado la programación del código de modo que se elige como condición de contorno que la profundidad óptica sea fija, coincidente con el valor experimental, en todo el proceso de convergencia.

Por otro lado, otra de las deficiencias que plantea esta versión del código para ser aplicable a distintos tipos de instrumentos es que trabaja solamente con los ángulos de dispersión para los cuales se ha establecido inicialmente el Kernel. En este sentido, cuando se compara la función de fase del aerosol calculada en cada una de las iteraciones con la función de fase del aerosol experimental, para cada longitud de onda, sólo se hace en aquellos ángulos de dispersión de la medida experimental cuya desviación no es mayor de ± 0.1 con los ángulos de dispersión establecidos en el Kernel. Este hecho produce que en ocasiones no se realice la comparación en los todos los ángulos medidos. En nuestro caso, otra de las modificaciones realizadas en el código consiste en obtener una función que representa a la radiancia normalizada experimental en aquellos ángulos en los que se dispone información del Kernel. Este cambio también ha supuesto una mejora considerable en la respuesta del código, pues de este modo en cada iteración se comparan las funciones de fase del aerosol en todos los ángulos posibles de medida, incluyendo así aquellos ángulos de dispersión grandes que contienen la mayor contribución de la radiación retrodispersada por

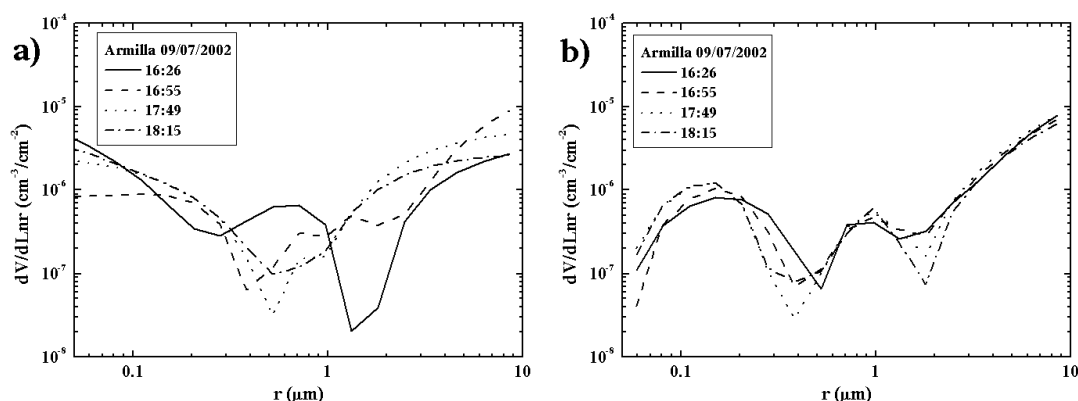


Figura IV.7 Distribuciones de tamaño obtenidas con los datos originales (a) y con la función de radiancias (b).

el aerosol. En la figura IV.7 mostramos los distribuciones de tamaño obtenidas con ambos procedimientos.

Para obtener la función de fase, especialmente para ángulos de dispersión grandes, se emplea la serie de radiancia difusa del cielo completa, con ángulos de dispersión entre 0° y 160° . Todavía no existen en la bibliografía demasiados estudios experimentales acerca de la función de fase para ángulos de dispersión superiores a 100° , donde la dispersión por las partículas del aerosol se ve especialmente afectada por la forma de estas (Koepke and Hess, 1988; Nakajima et al., 1989; Wang and Gordon, 1993; Volten et. al., 1996). Así, la dependencia de la retrodispersión con el ángulo de dispersión es menor cuando se produce por partículas no esféricas. La diferencia entre la dispersión por partículas esféricas y no esféricas es máxima en torno a un ángulo de dispersión de 120° (Koepke and Hess, 1988; Nakajima et al., 1989). Para obtener información del aerosol a partir de las medidas de radiancia difusa del cielo en grandes ángulos de dispersión hay que tener muy en cuenta la contribución de la dispersión múltiple de la luz reflejada por la superficie de la Tierra y de la dispersada hacia ella por la atmósfera. El código SKYRAD.pack contabiliza todos estos efectos en el modelo de transferencia radiativa (Nakajima et al., 1996; Boi et al., 1999).

Para tener en cuenta estos últimos efectos las medidas en nuestras campañas experimentales se han restringido, para el almucántar, a ángulos cenitales solares mayores a 60° (primeras horas de la mañana y últimas horas de la tarde). Con ello conseguimos obtener información de propiedades del aerosol atmosférico tales como su función de fase para ángulos de dispersión superiores a 120° . No debemos olvidar que, al realizarse las medidas desde superficie, estas propiedades estarán promediadas para toda la columna atmosférica.

IV.4.2 ÍNDICE DE REFRACCIÓN COMPLEJO Y ALBEDO DE LA SUPERFICIE

Como ya sabemos, la radiancia difusa del cielo se origina a partir de la dispersión múltiple de la radiación solar producida por las moléculas y el aerosol atmosférico. Para relacionar las medidas de dicha radiancia con las propiedades ópticas y físicas del aerosol debemos conocer los parámetros que afectan al proceso de transferencia radiativa. Estos

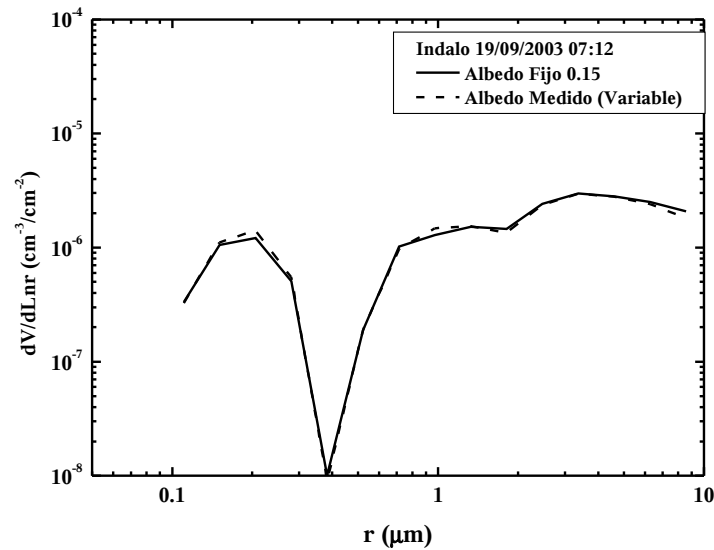


Figura IV.8 Distribuciones de tamaño obtenidas con dos posibilidades del albedo de superficie: 0.15 independiente de la longitud de onda; y con valores 0.18, 0.17, 0.14, 0.075 para 1020, 870, 670, 440 nm, respectivamente.

parámetros son el índice de refracción del aerosol, \tilde{m} , y el albedo de la superficie, $A(\lambda)$, en cada longitud de onda.

El albedo de la superficie puede variar con la longitud de onda y la posición solar, y también depende de las inhomogeneidades de la superficie. Algunos autores han estimado el valor del albedo de superficie y del índice de refracción a partir de iteraciones sucesivas realizadas con el código SKYRAD.pack (Boi et al. 1999). Se suponen los demás valores de entrada al código constantes y se busca la mejor iteración que aproxime las radiancias del cielo experimental y calculada. En nuestro caso este modo de proceder no ha producido valores de salida aceptables físicamente, pues pueden coexistir diversas combinaciones de ambos parámetros con igual probabilidad de convergencia. Por otro lado, desde un punto de vista experimental, el valor promedio del albedo de superficie se puede estimar en cada una de las campañas de medidas mediante técnicas piranométricas o mediante estudios basados en técnicas de teledetección. En este sentido, si establecemos el valor del albedo de la superficie como condición de contorno inicial nos aseguramos la convergencia en las iteraciones hacia un valor único en los parámetros de salida del código de inversión. En nuestro diseño del código supondremos que trabajamos con una superficie lambertiana (superficie que refleja igual radiación en todas las direcciones) con un albedo de la superficie constante en el intervalo espectral considerado. En la figura IV.8 se muestra un ejemplo de una distribución obtenida con el código SKYRAD.pack dejando fijo el albedo de superficie ($A=0.15$) e introduciéndole al código los valores medidos en lugar ($A_{1020}=0.18$; $A_{870}=0.17$; $A_{670}=0.14$; $A_{440}=0.075$). Como se puede apreciar la influencia del albedo de superficie es pequeña, siendo el error menor del 3% si consideramos el albedo de superficie constante.

En cuanto al índice de refracción complejo, es evidente que no sería aceptable establecer un valor constante para cada campaña de medidas, pues las situaciones atmosféricas, y así

las propiedades del aerosol promediadas en la columna, pueden cambiar a lo largo de la campaña, incluso a lo largo de un día concreto. Como es bien conocido, esto se debe a la distinta procedencia –origen– e historia de las masas de aire que podemos encontrar sobre la estación de medida en cada instante determinado. Por otro lado, el valor del índice de refracción también varía con la longitud de onda. Asimismo destaquemos que los residuos de las radiancias, $\varepsilon(R)$, obtenidos en cada iteración del proceso de inversión, dependen fuertemente de la parte real, n , del índice de refracción y débilmente tanto de su parte imaginaria, k , como del albedo de la superficie, $A(\lambda)$, (Kaufman et al. 1994). Tal albedo de la superficie tiene algunos efectos compensatorios en la parte imaginaria, k , del índice de refracción (Tonna et al. 1995).

En nuestro caso, y debido a las longitudes de onda que utilizamos para realizar la inversión (440, 670, 870, 1020 nm), consideraremos un valor del índice de refracción constante para todas las longitudes de onda (D'Almeida et al. 1991). La variación absoluta de la parte real e imaginaria del índice de refracción en estas longitudes de onda no supera 0.015 y 0.008, respectivamente, exceptuando el hollín cuya variación es de 0.015 para la parte imaginaria (D'Almeida et al. 1991). Esta dependencia espectral del índice de refracción es muy inferior a la dada por las inversiones de AERONET para esferas (Dubovik et al., 2002), y que se corrige con el modelo de esferoides (Dubovik et al., 2006). Por tanto, es más realista la utilización de un índice de refracción complejo constante con la longitud de onda.

Para estimar el valor del índice de refracción complejo, en cada una de las situaciones atmosféricas de medida, el modo de proceder ha sido el siguiente: fijamos un intervalo para cada una de las partes del índice de refracción. Manteniendo la parte imaginaria inicialmente a 0, ejecutamos el código de inversión buscando por medio del método numérico de la Sección de Oro (Press et al., 1992) la parte real que hace mínima la diferencia entre las radiancias medida y calculada, según la expresión:

$$\Delta = \sqrt{\frac{\sum_{\lambda, \theta} \left[\frac{(M_{\lambda, \theta} - C_{\lambda, \theta})}{M_{\lambda, \theta}} \right]^2}{N_{\lambda} N_{\theta}}} \quad (\text{IV.27})$$

donde M representa a las radiancias medidas experimentalmente, C a las reconstruidas por el modelo y N es el número de longitudes de onda y de ángulos de dispersión, respectivamente. En un segundo paso se fija la parte real calculada en el paso anterior y se busca la parte imaginaria con el mismo procedimiento. Estos dos pasos se realizan iterativamente hasta conseguir que el índice de refracción no cambie más de 0.001 en la parte real y 0.0001 en la parte imaginaria, obteniendo así el índice de refracción complejo que presenta un menor valor de Δ , es decir, minimiza la diferencia entre las radiancias medida y la calculada. En nuestro caso hemos utilizado para la parte real el intervalo [1.33, 1.60] y para la parte imaginaria [0, 0.02], ya que estos intervalos cubren en su totalidad las distintas posibilidades que podemos encontrar en la atmósfera en cuanto a valores promedio en la columna (D'Almeida et al. 1991). Este índice de refracción elegido se establece como representativo del valor promedio del índice de refracción en la columna atmosférica para el momento de la

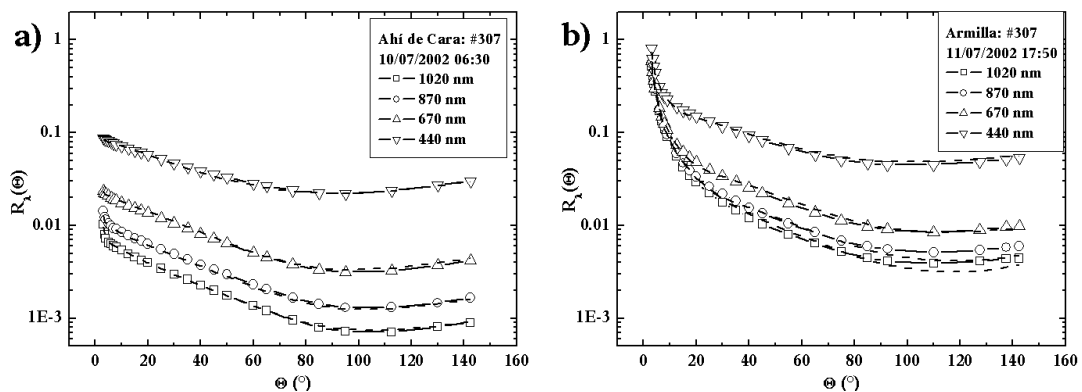


Figura IV.9. Ejemplos de radiancias normalizadas medidas en el almucántar solar (línea con símbolo) y su comparación con la calculada por el código de inversión (línea discontinua) en a) Ahí de Cara (2100 m s.n.m.) y b) en Armilla (680 m s.n.m.) durante VELETA 2002.

medida. Con todos los parámetros de entrada ya establecidos, y fijos, para cada situación experimental, se vuelve a ejecutar el código de inversión y se obtienen las propiedades ópticas del aerosol representativas de la integración sobre toda la columna atmosférica en la situación experimental concreta: distribución volumétrica de tamaño, función de fase de dispersión, parámetro de asimetría y albedo de dispersión simple. En la figura IV.9 se muestran cómo son las radiancias medidas y calculadas por el código de inversión en dos situaciones distintas: una situación de bajo contenido de partículas en Ahí de Cara a 2100 m s.n.m.; otra con un mayor contenido de partículas en Armilla a 680 m s.n.m.. En esta figura se observa que en Armilla, donde hay mayor número de partículas con mayor radio, el modelo de partículas esféricas hace que la discrepancia sea mayor en ángulos de dispersión grandes y longitudes de onda mayores debido al alejamiento de esfericidad de esas partículas de mayor radio.

El proceso se ha desarrollado de modo que se ejecute automáticamente. Tras la descarga de los valores experimentales de irradiancia directa y radiancia difusa del cielo del radiómetro CIMEL, entran en funcionamiento las subrutinas que obtienen las propiedades ópticas del aerosol en cada caso, y se graban en un sistema de directorios establecido para su posterior archivo y análisis.

IV.4.3 PARÁMETROS DE LAS DISTRIBUCIONES DE TAMAÑO

Como se comentó en el apartado II.5.1, las distribuciones de tamaño observadas se caracterizan como suma de varias distribuciones, normalmente log-normales o de Junge, llamadas modos. Usualmente, la distribución de tamaño se suele considerar bimodal, aunque puedan aparecer tres modos (Dubovik et al., 2002; Shettle and Fenn, 1979; Remer and Kaufman, 1998). En nuestro caso, consideraremos dos modos log-normales, por lo que podemos escribir

$$v_c^*(r) = \sum_{i=1}^2 \frac{V_{ci}}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\ln^2(r/r_{m,i})}{2\sigma_i^2}} \quad (\text{IV.28})$$

donde V_{ci} es la concentración en volumen, $r_{m,i}$ es el radio medio y σ_i es la desviación estándar del modo i . Para cada uno de los modos de partículas podemos calcular estos parámetros a partir de:

$$\ln r_m = \frac{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} v_c^* \cdot \ln r \cdot d \ln r}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} v_c^* \cdot d \ln r}$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} v_c^* \cdot (\ln r - \ln r_m)^2 \cdot d \ln r}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} v_c^* \cdot d \ln r}} \quad (\text{IV.29})$$

$$V_c = \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} v_c^* \cdot d \ln r$$

Estos dos modos corresponden a los definidos en II.5.1 como modo de acumulación y modo de partículas grandes. Dado el intervalo de radio utilizado en la inversión (0.05-10 μm), en el modo de acumulación consideraremos las partículas con radio entre 0.05 y 0.5 μm , mientras que en el modo de partículas grandes aquellas que tienen radio entre 0.5 y 10 μm . La elección de 0.5 μm como punto de inflexión no es crítico para el cálculo de estos parámetros (Dubovik et al., 2002), y fue elegido ya que la distribuciones obtenidas suelen tener un mínimo local en torno a este radio (figuras IV.8, IV.10). Igualmente calcularemos estos parámetros para la distribución entera (0.05-10 μm). Estos últimos pueden ser calculados con las ecuaciones IV.29, o bien a partir de las relaciones siguientes con los dos modos considerados:

$$\begin{aligned} V_{cT} &= V_{c1} + V_{c2} \\ V_{cT} \cdot \ln(r_{mT}) &= V_{c1} \cdot \ln(r_{m1}) + V_{c2} \cdot \ln(r_{m2}) \\ V_{cT} \cdot \sigma_T^2 &= V_{c1} \cdot \sigma_1^2 + V_{c2} \cdot \sigma_2^2 - V_{cT} \cdot \ln^2(r_{mT}) + V_{c1} \cdot \ln^2(r_{m1}) + V_{c2} \cdot \ln^2(r_{m2}) \end{aligned} \quad (\text{IV.30})$$

Las ecuaciones IV.29 y IV.30 son generales y su formulación no requiere asumir una función determinada para la distribución de tamaño. Sin embargo, estas ecuaciones se formulan para dar los parámetros de una distribución log-normal en el caso de que la distribución de tamaño observada sea en realidad una log-normal. Además, en este caso de que la distribución de tamaño real coincida con una log-normal, el radio modal del modo de acumulación coincidirá con el máximo de la distribución de este modo y, por lo tanto, se relacionará con el máximo del polinomio de tercer orden que se puede obtener de las profundidades ópticas del aerosol.

También, normalmente, se suele definir un radio efectivo a partir de la distribución de número de partículas

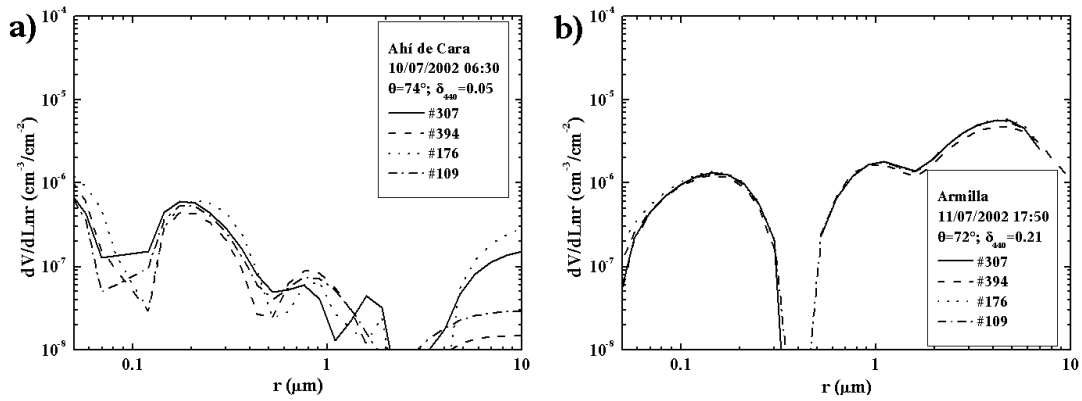


Figura IV.10. Distribuciones de volumen obtenidas con el código SKYRAD.pack con los instrumentos CIMEL utilizados en la campaña VELETA 2002

$$r_{efec} = \frac{\int_{r_m}^{r_M} r^3 n_c(r) dr}{\int_{r_m}^{r_M} r^2 n_c(r) dr} = \frac{\int_{r_m}^{r_M} v_c^*(r) d \ln r}{\int_{r_m}^{r_M} r^{-1} v_c^*(r) d \ln r} \quad (IV.31)$$

Estos parámetros nos permiten caracterizar con mayor facilidad las distribuciones de partículas, y por lo tanto, poder caracterizar con mayor facilidad las distintas situaciones que se pueden encontrar en el aerosol.

IV.4.4 REPRODUCIBILIDAD DEL CÓDIGO DE INVERSIÓN

Se ha realizado una intercomparación de las inversiones de las medidas de radiancia de los instrumentos empleados en la campaña de VELETA 2002 durante la fase de calibrado-intercomparación (capítulo V). Esta intercomparación nos permitirá ver si las inversiones de las medidas de los distintos instrumentos son comparables entre sí, a pesar de las discrepancias que se observaron en las medidas de radiancias.

Por tanto, a partir de las medidas de radiancia del cielo en el plano del almucántar realizadas durante los días que se estuvieron realizando el calibrado Langley en el lugar llamado Ahí de Cara (2100 m s.n.m.), y las medidas para la fase de intercompación realizadas en Armilla (680 m s.n.m.), se han realizado las inversiones con el código SKYRAD.pack. Gracias a las diferencias entre los dos lugares utilizados, disponemos de mayor variedad de situaciones. Para este análisis sólo se han utilizado aquellas medidas de almucántar cuyo ángulo cenital solar es mayor de 54°. El rango de profundidades ópticas utilizado en estas inversiones ha sido de 0.04 a 0.33 en 440 nm; el exponente de Ångström ha variado entre 0.78 y 1.61; y el contenido de agua precipitable ha variado entre 0.46 y 2.42 cm. En la figura IV.10 se muestra un ejemplo de las distribuciones obtenidas en Ahí de Cara (a) y en Armilla (b) con todos los instrumentos. Como se puede apreciar, en la estación de Ahí de Cara la diferencia entre las distribuciones es mayor que en la estación de Armilla, principalmente en radios mayores, causada por la baja carga de aerosol del lugar. Para una comparación más cuantitativa se han comparado los radios modales, desviaciones estándar y concentración en volumen de cada uno de los modos. Para ello se ha realizado el cociente

Tabla IV.1. Comparación de los parámetros calculados de las distribuciones obtenidas con los distintos instrumentos utilizados con respecto al instrumento #307 en VELETA-2002.

	R_{mT}	$std R_{mT}$	R_{efecT}	$std R_{efecT}$	V_{cT}	$std V_{cT}$	σ_T	$std \sigma_T$
#394	0.90	0.22	0.92	0.15	0.85	0.15	1.02	0.03
#176	0.96	0.16	0.91	0.14	1.17	0.15	1.03	0.07
#109	0.95	0.10	1.00	0.09	0.93	0.08	0.96	0.07
	R_{m1}	$std R_{m1}$	R_{efec1}	$std R_{efec1}$	V_{c1}	$std V_{c1}$	σ_1	$std \sigma_1$
#394	0.98	0.04	0.98	0.04	0.90	0.10	1.02	0.05
#176	0.93	0.05	0.92	0.07	1.24	0.19	1.07	0.09
#109	1.01	0.04	1.01	0.05	0.93	0.08	0.98	0.06
	R_{m2}	$std R_{m2}$	R_{efec2}	$std R_{efec2}$	V_{c2}	$std V_{c2}$	σ_2	$std \sigma_2$
#394	0.92	0.19	0.89	0.18	0.84	0.17	1.08	0.06
#176	1.12	0.13	1.10	0.10	1.07	0.11	0.99	0.01
#109	0.90	0.18	0.91	0.15	0.91	0.12	1.00	0.07

con respecto a los obtenidos con el instrumento #307 (tabla IV.1), por ser el utilizado durante todo el estudio como instrumento de referencia (Capítulo III.3.2.1). El número de casos utilizados han sido 9, 8 y 11 para los instrumentos #394, #176 y #109, respectivamente. Como se puede apreciar, mientras que para el primer modo las discrepancias están por debajo del 10%, en cambio, para el segundo las discrepancias se disparan pudiendo llegar a ser superiores al 10%, no siendo despreciables las desviaciones estándar. La causa de estas diferencias se encuentra en la utilización en la comparativa de las inversiones realizadas en Ahí de Cara, donde al ser la carga del aerosol pequeña, las discrepancias en las distribuciones son mayores, principalmente en el modo de partículas grandes, el cual prácticamente no existe.

Estas discrepancias de las distribuciones se hace notar en las funciones de fase (figura IV.11), donde se encuentran las mayores diferencias en la zona de retrodispersión en las inversiones realizadas con las medidas obtenidas en Ahí de Cara. A pesar de ello, las diferencias no son muy grandes ya que es justamente en la zona de retrodispersión donde la

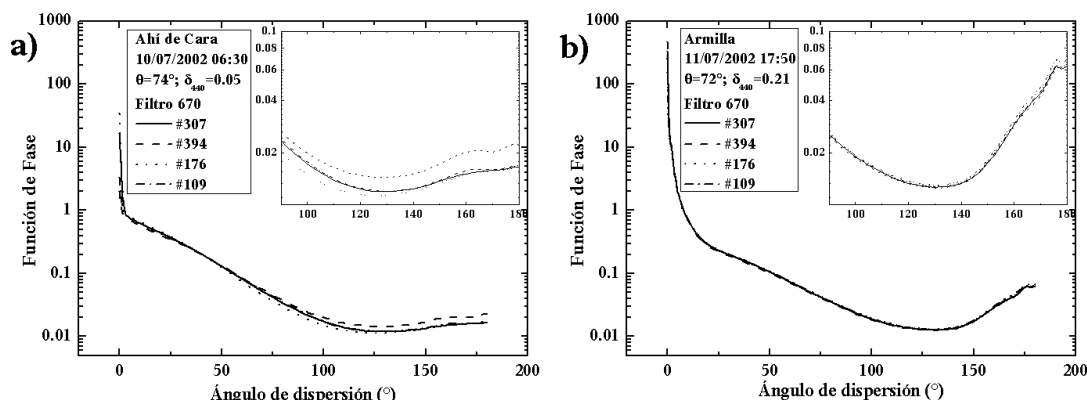


Figura IV.11. Funciones de fase del aerosol obtenidas con el código SKYRAD.pack con los instrumentos CIMEL utilizados en la campaña VELETA 2002

Tabla IV.2. Medias de los cocientes de los valores obtenidos en el albedo de dispersión simple, parámetro de asimetría e índice de refracción con el código de inversión SKYRAD.pack.

	1020	std_{1020}	870	std_{870}	670	std_{670}	440	std_{440}
ω_0								
#394	0.98	0.05	0.98	0.04	0.98	0.03	0.99	0.03
#176	0.99	0.06	0.99	0.05	1.00	0.04	1.00	0.03
#109	1.01	0.03	1.01	0.03	1.00	0.02	1.00	0.02
g								
#394	1.01	0.03	1.00	0.03	0.99	0.03	0.97	0.05
#176	1.02	0.04	1.02	0.03	1.00	0.02	0.99	0.02
#109	0.99	0.02	0.99	0.01	0.99	0.02	1.00	0.02
Índice de Refracción								
	Real	std_{real}	Imaginaria		$std_{imaginaria}$			
#394	1.02	0.02	1.09		0.39			
#176	0.99	0.02	0.96		0.41			
#109	1.00	0.02	0.99		0.40			

dependencia de la función de fase en el modo de partículas grandes es menor, por tener estas partículas una tendencia a producir dispersión hacia delante.

Por otro lado, en la comparación del albedo de dispersión simple y el parámetro de asimetría, no se observan grandes diferencias. La comparación de estos dos parámetros se ha realizado de igual forma que con los otros parámetros, a partir del cociente de los obtenidos con cada instrumento con el instrumento #307. En la tabla IV.2 se muestran estos resultados. Las diferencias llegan alcanzar el valor máximo del 2.5% en el albedo de dispersión simple y parámetro de asimetría, una diferencia muy por debajo de los errores que se le pueden asignar a los valores de estos parámetros por el procedimiento utilizado para su estimación (en torno al 10%). Donde se encuentra una mayor diferencia es en la parte imaginaria del índice de refracción obtenido. Además de ser mayor la diferencia, la desviación estándar es bastante alta, mostrando que podrían llegar a ser las diferencias del 40%. Esta mayor discrepancia se debe principalmente a que los valores de la parte imaginaria del índice de refracción que se obtienen son del orden de la última cifra significativa que se considera en el cálculo (0.0001), por lo que la diferencia porcentual se dispara. El promedio de las diferencias absolutas son: 0.0016 con desviación estándar 0.0017 para el instrumento #394; 0.0022 con desviación estándar de 0.0026 para el instrumento #176; 0.0017 con desviación estándar de 0.0024 para el instrumento #109.

Por tanto, podemos decir que el código de inversión es reproducible, obteniéndose parámetros similares (diferencias entre 2-10%) cuando las diferencias de las radiancias se mantienen constantes y por debajo del 5%. En cambio, cuando las diferencias en las radiancias son mayores a ángulos de dispersión grandes encontramos: que si se subestima, como es el caso del instrumento #176, da como resultado una mayor carga de partículas grandes; mientras que si se sobreestima a ángulos grandes, como es el caso del instrumento #394, da como resultado una menor carga de partículas grandes.

A pesar de ello, vemos que las diferencias observadas en las distribuciones no afectan de un modo directo al resto de los parámetros del aerosol. Esto es debido a que las mayores discrepancias en las distribuciones se producen para los radios extremos de éstas (~10%), y estos son los que tienen menor contribución en la estimación de estos parámetros (figura IV.5).

Desde el punto de vista instrumental podemos decir que las diferencias observadas en las medidas de nuestros instrumentos no afecta sustancialmente a nuestras inversiones (diferencias entre parámetros 2-10%), salvo la consideración de que el instrumento #176 sobreestima los parámetros y el instrumento #394 los subestima.

IV.5 OBTENCIÓN DEL VAPOR DE AGUA

Como vimos en la descripción del instrumento CIMEL en el capítulo III, a partir de las medidas realizadas con el filtro centrado en 936 nm podemos hacer una estimación del contenido de vapor de agua en la columna atmosférica. El problema radica en el conocimiento de la transmisión atmosférica (o bien, profundidad óptica) del resto de constituyentes atmosféricos, principalmente la del aerosol en dicho filtro. Para ello se decidió tomar el mismo procedimiento que en el calibrado de dicho canal para la estimación de la transmisión atmosférica en dicho filtro, es decir, la transmisión atmosférica en este filtro la determinamos a partir de una interpolación lineal entre el canal 1020 y el 870.

Para estimar el contenido de vapor de agua no se han utilizado directamente las ecuaciones (III.4), (III.5), (III.6) y (III.7). Se ha creado una tabla de los valores de transmitancia atmosférica para distintos valores de contenido de vapor de agua, masa óptica del vapor de agua y corrección de presión con el código de transferencia radiativa SMARTS v2.9 (Gueymard, 2001). Para la creación de dicha tabla se ha tenido en cuenta la achura del filtro, por lo que cada valor de transmitancia se ha obtenido utilizando la expresión (III.8).

Por lo tanto, una vez estimada la transmitancia atmosférica debida al vapor de agua a partir de los canales 1020 y 870, y conocida la masa óptica del vapor de agua y la corrección de presión, podemos obtener el vapor de agua por interpolación de la tabla.

IV.6 COMPARACIÓN CON AERONET

Hasta ahora hemos mostrado la metodología que se utilizará en este trabajo. Ahora vamos a comparar nuestros resultados con los obtenidos por AERONET en el caso del instrumento #109 a partir de las medidas de la fase de intercomparación de la campaña VELETA 2002 (capítulo V).

Tabla IV.3. Valores estadísticos de la comparación de la profundidad óptica dada por AERONET y la metodología seguida en este trabajo.

<i>Filtro</i>	<i>MBD</i>	<i>std</i>	<i>MAD</i>	<i>RSMD</i>
1020	-0.0007	0.002	0.001	0.002
870	-0.002	0.003	0.003	0.003
670	-0.0001	0.004	0.002	0.004
440	0.002	0.007	0.004	0.007
500	-0.003	0.007	0.006	0.007
380	-0.0008	0.009	0.007	0.009
340	0.002	0.011	0.007	0.011

IV.6.1 PROFUNDIDAD ÓPTICA DEL AEROSOL ATMOSFÉRICO

Para la obtención de la profundidad óptica del aerosol por parte de AERONET (versión 1; Holben et al., 1998) se utilizan los siguientes procedimientos:

- 1) Sólo se considera la dispersión Rayleigh y la absorción por ozono.
- 2) El contenido de ozono se obtiene a partir de tablas climatológicas.

Dado que ya hemos evaluado la diferencia en el calibrado, aquí sólo queremos ver la diferencia que produce la distinta metodología empleada, por lo que para estas comparaciones hemos usado en nuestros cálculos los coeficientes de calibrado calculados por AERONET para el instrumento #109. En la tabla IV.3 se muestran los valores estadísticos de la comparación entre la profundidad óptica calculados según las expresiones III.16. Para la realización de esta comparación se han utilizado 520 casos con profundidades ópticas del aerosol que van desde 0.11 a 0.32 en longitud de onda de 440 nm. Como se puede observar las diferencias son pequeñas, muy por debajo de las incertidumbres estimadas para nuestros instrumentos (± 0.01 para 1020, 870, 670 y 440 nm y ± 0.02 para 380 y 340 nm).

IV.6.2 PARÁMETROS DERIVADOS DEL MÉTODO DE INVERSIÓN

Como ya se ha comentado anteriormente, AERONET utiliza para la inversión de las medidas de radiancia el código de inversión desarrollado por Dubovik and King (2000). Aunque este código se ejecuta tanto para partículas esféricas como esferoides, las inversiones disponibles para la comparación sólo son para partículas esféricas. En esta comparación se han utilizado 18 medidas de los planos almucántar con ángulos cenitales solares mayores de 54° . El rango de profundidades ópticas utilizado en esta comparación ha sido de 0.10 a 0.33 en 440 nm, el exponente de Ångström ha variado entre 0.78 y 1.36, y el contenido de agua precipitable entre 1.20 y 2.42 cm. En la figura IV.12 se muestran dos ejemplos de las salidas de los códigos de inversión de Dubovik y Nakajima. La característica más singular observada en las distribuciones de Dubovik es que siempre aparece un modo de acumulación muy superior al dado por Nakajima, siendo este incremento un artificio del código debido a la no-esfericidad de las partículas reales (Dubovik et al., 2002; Kim et al.,

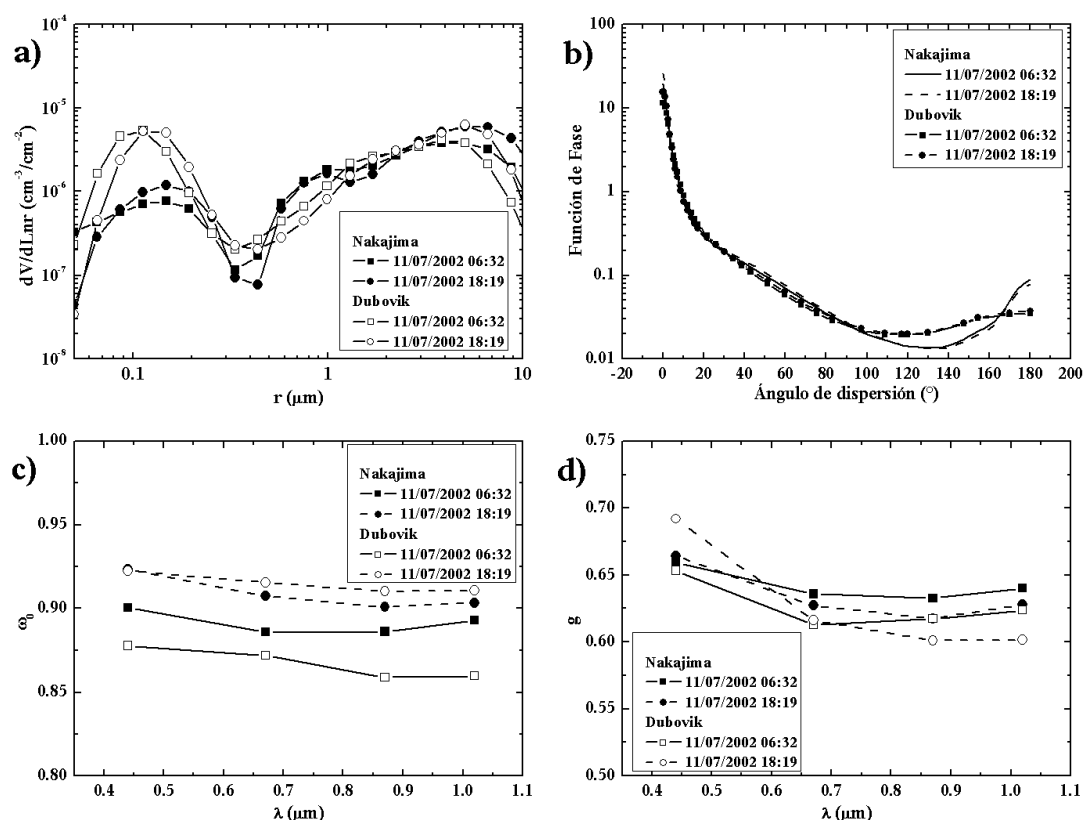


Figura IV.12. Comparación de los códigos de inversión de Nakajima y Dubovik.

2004). Igualmente, en un radio cercano a 10 μm el código de Dubovik tiende a cerrar el modo de partículas grandes, mientras que el de Nakajima no suele mostrar esta tendencia. También es apreciable cómo en el entorno de Armilla, las distribuciones dadas por el código de Nakajima tienden a mostrar tres modos, mientras que el código de Dubovik no lo muestra tan claramente. Estas diferencias en las distribuciones repercute en la función de fase, y por lo tanto, en el parámetro de asimetría, donde las mayores diferencias aparecen en ángulos de dispersión grandes. En cambio, el albedo de dispersión simple es el parámetro con mayor similitud entre ambos códigos.

En la tabla IV.4 se presentan las medias y desviación estándar de los cocientes entre el albedo de dispersión simple, parámetro de asimetría, parte real y parte imaginaria del índice

Tabla IV.4 Cocientes entre los parámetros obtenidos con los códigos de Dubovik y Nakajima (ω_0 , albedo de dispersión simple; g , parámetro de asimetría; n , parte real del índice de refracción; k , parte imaginaria del índice de refracción).

λ (nm)	ω_0		g		n		k	
	Media	Std	Media	Std	Media	Std	Media	Std
1020	0.99	0.02	0.93	0.04	0.93	0.03	1.20	0.38
870	0.99	0.02	0.95	0.04	0.90	0.04	1.16	0.37
670	0.99	0.02	0.95	0.03	0.87	0.05	1.08	0.34
440	0.99	0.02	1.01	0.03	0.85	0.07	1.20	0.40

Tabla IV.5. Valores estadísticos de la comparación entre la metodología de AERONET y la de este trabajo para el contenido de vapor de agua (cm).

<i>MBD</i>	<i>std</i>	<i>MAD</i>	<i>RMSD</i>
0.039	0.040	0.042	0.056

de refracción obtenido con el código de Dubovik y los obtenidos con el código de Nakajima. Como se ha comentado anteriormente el código de Dubovik usa un índice de refracción variable con la longitud de onda, mientras que en el código de Nakajima es fijo, mostrando las salidas de Dubovik una variación absoluta de la parte real del índice refracción entre las longitudes de onda de 440nm y 1020 nm de 0.11, lo cual es 10 veces mayor a lo esperado e irreal (Dubovik et al., 2002). Por esta razón el cociente de los índices de refracción muestra una dependencia con la longitud de onda. A pesar de ello, la parte real dada por el código de Dubovik en todas las longitudes de onda es siempre menor que la parte real con el código de Nakajima, mientras que la parte imaginaria tiende a ser mayor. Además, se observa que el índice de refracción en 1020 nm para la parte real y en 670 nm para la parte imaginaria, tienen una mayor similitud con el índice de refracción obtenido con Nakajima. Estas diferencias en la parte imaginaria del índice de refracción se debe a que los valores de la parte imaginaria del índice de refracción que se obtienen son del orden de la última cifra significativa que se considera en el cálculo (0.0001), por lo que la diferencia porcentual se dispara, como ya se vio en el apartado IV.4.4. En términos de diferencias absolutas se obtiene los valores: 0.0011 en 440 nm (desviación estándar 0.0008); 0.0009 en 670 nm (desviación estándar 0.0007); 0.0010 en 870 nm (desviación estándar 0.0007); 0.0011 en 1020 nm (desviación estándar 0.0008). Por otro lado, el albedo de dispersión simple es sistemáticamente inferior en el código de Dubovik en torno al 2%, una diferencia pequeña a pesar de que la parte imaginaria del índice de refracción (que contabiliza la absorción de las partículas) muestra una gran diferencia entre ambos códigos.

IV.6.3 VAPOR DE AGUA

Para la determinación del vapor de agua AERONET asume que la transmitancia del vapor de agua atmosférico viene dada por

$$T_w = e^{-A(mw)^B} \quad (\text{IV.32})$$

donde A y B son constantes únicas para cada filtro. Para obtener esta transmitancia, eliminan la contribución de Rayleigh y la del aerosol a partir de una interpolación entre los canales 870 y 1020 de la transmitancia del aerosol. Recordemos que en nuestro caso utilizamos una tabla de transmitancia del vapor de agua calculada con el código de transferencia radiativa SMARTS v2.9, y la transmitancia del vapor de agua la obtenemos a partir de la interpolación de las transmitancias en 870 y 1020 nm. En la tabla IV.5 se muestran los valores estadísticos de esta comparación usando para ellos las expresiones III.16. Las diferencias entre ambas metodología son del 2.5%. Si tenemos en cuenta que la exactitud dada por AERONET a su

valores de contenido de vapor de agua es del 12% (Holben et al., 1998), la diferencia entre ambas metodologías está dentro del margen de error de las mismas.

IV.7 RADIANCIAS DE CIELO EN EL PLANO PRINCIPAL

El radiómetro CE-318 también realiza medidas de radiancia de cielo en el plano principal. La bibliografía sobre la utilización de este tipo de medidas en la inversión de la ecuación de transporte radiativo es pequeña, y muchas veces se utiliza la aproximación de dispersión simple. Esto es debido a que la radiancia de cielo en el plano principal no es directamente proporcional a la función de fase. Así la radiancia en el plano principal puede escribirse a partir de la aproximación SOS (apartado II.6):

$$L_{\lambda}(\Theta) = \frac{m E_{\lambda}}{4\pi(m_0 - m)} \left[\omega_{0\lambda} p(\Theta) (e^{-\delta_{\lambda} m} - e^{-\delta_{\lambda} m_0}) + q_{\lambda}(\Theta) \right] \quad (\text{IV.33})$$

donde m_0 es la masa óptica en la posición del sol y m es la masa óptica en el ángulo cenital de observación. En este tipo de medidas en las que el ángulo de acimut de medida es el solar, el ángulo de dispersión, Θ , se corresponde con el ángulo de desviación respecto al sol que mide el instrumento. Así en el plano principal el ángulo máximo de dispersión está limitado por el horizonte, mientras que en el plano almucántar el ángulo máximo de dispersión es $2\cdot\theta_0$. Esto permite que los planos principales tengan ángulos mayores de dispersión en las horas centrales del día que los planos almucantares, por lo que los planos principales pueden dar información en estas horas en las que no es recomendable utilizar los planos almucantares. Así, por ejemplo, en verano y en la situación de Granada las recomendaciones para la utilización del plano almucántar hacen que se pierdan unas 8 horas (entre las 8:30 y las 16:30 GMT). Por lo tanto, la utilización de los planos principales podría dar información durante estas horas en las que los planos almucantares no son recomendables.

Como ya se comentó anteriormente es más útil desde un punto de vista experimental utilizar la radiancia del cielo normalizada. En el caso del plano principal vendrá dada por:

$$R_{\lambda} = \frac{4\pi L_{\lambda}(\Theta)}{m_0 E_{\lambda}} = \frac{1}{m_0(m_0 - m)} \left[\beta_{\lambda}(\Theta) \frac{(e^{-\delta_{\lambda} m} - e^{-\delta_{\lambda} m_0})}{\delta_{\lambda}} + q_{\lambda}(\Theta) \right] \quad (\text{IV.34})$$

Como puede apreciarse obtener β_{λ} de IV.34 es algo más complejo. A pesar de ello, en nuestro caso, dado que las inversiones se realizan junto con los datos de profundidad óptica, permite que la resolución del problema se simplifique y pueda estimarse mejor β_{λ} . Otro problema que tiene el plano principal es que no se puede comprobar si existe homogeneidad en el cielo como ocurría en el plano almucántar. Como se puede ver de la ecuación IV.34, no existe simetría alrededor del sol como ocurría en el plano almucántar. Por lo tanto, no se pueden aplicar filtros de homogeneidad y la aceptación de los datos para la inversión hay que hacerla de una manera más manual. Además, debemos asegurarnos de que el apuntado del instrumento es correcto, algo que en el plano almucántar podría corregirse gracias a la hipótesis de simetría.

Tabla IV.6. Comparativa entre los resultados de la inversión del plano principal y el plano almucántar.

	<i>Media</i>	<i>std.</i>		<i>Media</i>	<i>std.</i>
n	0.99	0.02	V_{cT}	1.02	0.36
k	1.26	0.35	R_{mT}	0.86	0.26
ω_{1020}	0.97	0.03	R_{efecT}	0.99	0.09
ω_{870}	0.97	0.03	σ_T	1.11	0.09
ω_{670}	0.97	0.03	V_{c1}	0.91	0.09
ω_{440}	0.98	0.02	R_{m1}	0.90	0.10
g_{1020}	1.02	0.03	R_{efec1}	1.18	0.25
g_{870}	1.02	0.02	σ_2	1.09	0.14
g_{670}	1.00	0.02	V_{c2}	1.09	0.10
g_{440}	0.98	0.02	R_{m2}	1.06	0.12
			R_{efec2}	0.98	0.21
			σ_2	1.05	0.08

El código de inversión SKYRAD.pack usado en este trabajo está diseñado para tratar también las medidas de plano principal. Por lo tanto, aunque Olmo et al. (2008) muestran que este código de inversión da resultados similares con los dos tipos de medidas de radiancias, debido a la menor bibliografía sobre la inversión de este tipo de medidas, se ha realizado una comparación con inversiones del plano almucántar. Para ello se han utilizado sólo aquellos planos almucántar y principal que muestran información similar, esto es, las condiciones geométricas en el momento de la medida permiten tener los mismos ángulos de dispersión en ambos protocolos. Las medidas utilizadas para esta comparación corresponden a medidas realizadas en la Facultad de Ciencias de la Universidad de Granada (37.18°N 3.6°E 680 m s.n.m.) durante el mes de agosto de 2002. Por lo tanto, dado el protocolo de medidas del instrumento, solo se obtienen dos medidas al día como máximo para la comparación.

En la tabla IV.6 se presentan el cociente entre los resultados del plano principal y el plano almucántar para el índice de refracción ($\tilde{m}=n-ik$), el parámetro de asimetría, el albedo de dispersión simple, contenidos en volumen de partículas, radios modales y efectivos y anchuras de cada uno de los modos considerados. Por un lado, la parte real del índice de refracción, el albedo de dispersión simple y el parámetro de asimetría muestran un gran acuerdo entre ambos procedimientos de inversión del código SKYRAD.pack. Aunque la parte imaginaria es un 26% mayor en el plano principal, la diferencia absoluta en promedio es de 0.0016 con una desviación estándar de 0.0028, la cual es próxima a la última cifra significativa considerada en el proceso de cálculo (0.0001).

Por otro lado, en cuanto a los parámetros obtenidos de las distribuciones de tamaño encontramos que el plano principal muestra un menor contenido en volumen de partículas en el modo de acumulación y con un radio modal menor. En cambio, el modo de partículas grandes parece mostrar un mayor contenido en volumen así como un mayor radio modal. Asimismo, las anchuras de los modos obtenidos con el plano principal son mayores que en el caso del almucántar. A pesar de estas discrepancias en las distribuciones, al igual que ocurrió en el apartado IV.4.4., cuando se intercompararon las inversiones realizadas en el plano

almucántar para distintos instrumentos, no son suficientes como para producir grandes diferencias en parámetros como el albedo de dispersión simple y el parámetro de asimetría.

Por tanto, podemos decir que el código SKYRAD.pack muestra resultados similares con las dos configuraciones de medidas de radiancia (diferencias entre parámetros <4%), lo que nos permitirá hacer un seguimiento diario más completo.

IV.8 RETROYACTORIAS DE MASAS DE AIRE

Por último, hay que hacer mención al cálculo de las retrotrayectorias de las masas de aire, que ayudan a una mejor caracterización del aerosol. El análisis de las retrotrayectorias permite estudiar las evoluciones geográficas y altitud de una partícula en tiempos anteriores al momento de estudio. La mayoría de los métodos de cálculo de retrotrayectorias usan datos meteorológicos, bien observados o bien modelizados, y deben hacer al menos una de las siguientes hipótesis (Draxler and Rolph, 2010; Rolph, 2010):

- La trayectoria que ha seguido la partícula permanece sobre una superficie de presión constante (isobárica).
- La trayectoria permanece sobre una superficie de temperatura potencial constante (isentrópica).
- La trayectoria se conforma siguiendo el campo de velocidades vertical del viento.

Cuando sólo estemos interesados en la detección de la zona de procedencia basta con utilizar la hipótesis isobárica. Si por el contrario, estamos interesados en conocer el paso de las partículas por zonas que pueden modificar sus propiedades (como humedad, tamaño, etc.) es más interesante usar el campo de velocidades vertical del viento, ya que introducen la movilidad vertical de la partícula.

El modelo utilizado en este trabajo para el cálculo de retrotrayectorias ha sido el modelo Hybrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory, HYSPLIT, desarrollado conjuntamente por la National Oceanographic and Atmospheric Administration, NOAA, en Estados Unidos y el Australia's Bureau of Meteorology (Draxler, 1996; Draxler and Hess, 1997; Draxler and Hess, 1998). Este modelo permite ejecutarse vía remota en un servidor de la NOAA (<http://ready.arl.noaa.gov/HYSPLIT.php>), o bien ser descargado y ejecutarlo en un ordenador propio. El modelo es langrangiano, y puede ser usado para calcular trayectorias y procesos de dispersión, concentración de partículas y deposición. Los datos meteorológicos de entrada deben estar empaquetados en el formato ARL, el cuál es una compresión del clásico GRIB (GRidded Binary, binario de rejilla) que es el estándar de la Organización Meteorológica Mundial.

La base de datos meteorológicos utilizados para el cálculo de las retrotrayectorias es la base FNL. Esta base empezó a archivarse en enero de 1997, con una resolución temporal de

Tabla IV.7. Datos meteorológicos y niveles verticales disponibles en la base de datos FNL..

Campo meteorológico	Unidades	Nivel	Altura
^s Presión en superficie	hPa	13	20 hPa
^s Presión reducida al nivel medio del mar	hPa	12	50 hPa
^s Temperatura en superficie	K	11	100 hPa
^s Precipitación total acumulada en 6h	m	10	150 hPa
^s Componente u del momento en superficie	N/m ²	9	200 hPa
^s Componente v del momento en superficie	N/m ²	8	250 hPa
^s Flujo de calor sensible neto en superficie	W/m ²	7	300 hPa
^s Flujo de calor latente en superficie	W/m ²	6	400 hPa
^s Flujo descendente de radiación de onda corta en superficie	W/m ²	5	500 hPa
^s Temperatura a 2 m sobre el nivel del suelo	K	4	700 hPa
^s Humedad relativa a 2 m sobre el nivel del suelo	%	3	850 hPa
^s Componente u del viento a 10 m del suelo	m/s	2	925 hPa
^s Componente v del viento a 10 m del suelo	m/s	1	1000 hPa
^s Mezcla de suelo 0-10 cm	Fracción	0	Superficie
^s Cubierta total de nubes en la atmósfera	%		
^l Componente u del viento respecto a la rejilla	M/s		
^l Componente v del viento respecto a la rejilla	M/s		
^l Altura geopotencial	gpm*		
^l Temperatura	K		
^{**} Velocidad vertical de presión	hPa/s		
^{***} Humedad relativa	%		

^s Disponible solo en el nivel de superficie (nivel 0).

^l Disponible en los niveles 1-13.

* Altura geopotencial.

** Disponible por encima de 100 hPa (niveles 1-11).

*** Disponible por encima de 300 hPa (niveles 1-7).

6 horas. Los paquetes de datos están agrupados de quince en quince días y por hemisferios. Los campos de datos meteorológicos y los niveles verticales se muestran en la tabla IV.7.

El error relativo de las trayectorias derivadas con este modelo es de un 20%, por delante o detrás del flujo de vientos que se tiene asociado a un frente frío, mientras que tienen errores de alrededor del 45% en regiones asociadas a campos de vientos más lentos, como las altas presiones o frentes estacionarios (Stunder, 1996).

Así para la detección del aerosol cuyo origen no es local, se estudiarán las evoluciones de las masas de aire que entren en las zonas de estudio, las cuales pueden caracterizarse, además de con las situaciones sinópticas, con las trayectorias en niveles representativos de la evolución, como pueden ser las de 850 hPa y 700 hPa, equivalentes, en una atmósfera estándar a 1500 y 3000 m sobre el nivel del mar, respectivamente. Adicionalmente, si el lugar lo permite, se incluirá la trayectoria a 500 m sobre el nivel del mar. Para ello se utilizará el campo de velocidades vertical del viento y se calculará una para cada día a las 12 GMT.

V VELETA 2002

Este Capítulo está dedicado al análisis de las medidas experimentales llevadas a cabo en la campaña VELETA 2002 que se desarrolló en el macizo de Sierra Nevada. Para una mejor comprensión del marco en el que se desarrolló la campaña se hará una descripción de las condiciones meteorológicas que ayudará al análisis de las medidas experimentales. A partir de las medidas realizadas por los instrumentos CIMEL CE-318 (extinción del haz solar y radiancia del cielo) se obtuvieron las profundidades ópticas del aerosol y se realizaron las inversiones de la ecuación de transporte radiativo según se ha explicado en el Capítulo IV. Estos resultados se analizan de un modo más exhaustivo en la estación de Armilla, y se hace un análisis por comparación con esta en el resto de estaciones que operaron en la campaña.

V.1 VELETA 2002

La campaña experimental VELETA 2002, “Valoración de los Efectos de La Elevación y de los aerosoles en la radiación ultravioleta”, se desarrolló en el verano de 2002 (8-24 de julio) en el macizo de Sierra Nevada. Esta campaña, enmarcada dentro del proyecto DEPRUVISE financiado con fondos de la CICYT, ha tenido como objetivo la realización de medidas espectrales e integradas de UV-B en diferentes alturas sobre el nivel del mar, con el fin de caracterizar la influencia de los distintos parámetros sobre la radiación UV-B y estimar el forzamiento radiativo del aerosol. La zona de medida está situada en el sureste de la Península Ibérica, destacándose la proximidad al mar Mediterráneo.

La campaña fue posible gracias a la cooperación de diversos grupos de investigación coordinados por el Grupo de Física de la Atmósfera de la Universidad de Granada (UGR). Los investigadores participantes formaban parte de los grupos del Departamento de Astronomía y Meteorología de la Universidad de Barcelona (UB), Grupo de Radiación Solar de la Universitat de Valencia (UV), Grupo de Óptica Atmosférica de la Universidad de

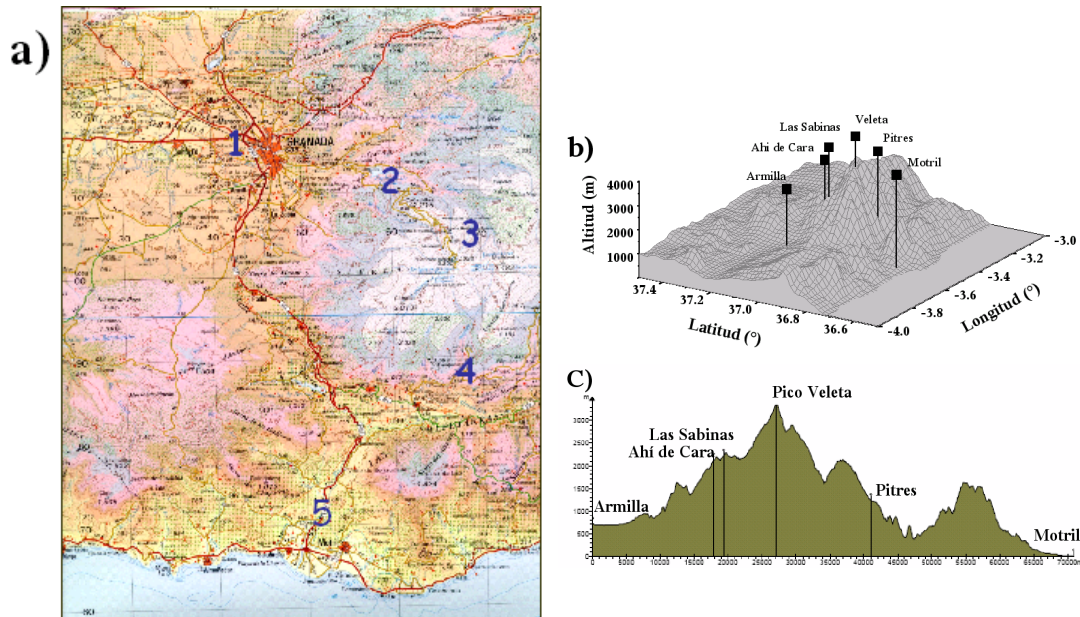


Figura V.1. Localización de las estaciones experimentales.

Valladolid (UVA), Instituto Nacional de Meteorología (INM), Estación de Sondeos Atmosféricos de El Arenosillo (INTA), Departamento de Física Básica de la Universidad de La Laguna (ULL), Departamento de Impacto Ambiental de la Energía (CIEMAT), Experimental Physics Institute de la Universidad de Viena (UVI), Departamento de Física de la Universidad de Évora (UEV) y CNR-IMAA de Italia (IMAA).

La campaña experimental estuvo dividida en dos fases: fase de calibración-intercomparación y fase de medidas. En la fase de calibración-intercomparación se calibraron los instrumentos involucrados en la campaña y se evaluaron las diferencias entre ellos. El lugar usado para la realización de estas tareas fue la Base Aérea de Armilla, exceptuando los instrumentos que requerían de una calibración Langley, CIMEL CE-318 y LICOR 1800, que estuvieron dispuestos durante algunas mañanas en Ahí de Cara (37.12°N 3.43°O , 2100 m s.n.m.) y Las Sabinas (37.11°N 3.42°O , 2200 m s.n.m.), respectivamente (figura V.1).

Durante la fase de medidas, la campaña en si, se instalaron los diferentes conjuntos de radiómetros y espectrorradiómetros en ambas laderas del macizo montañoso de Sierra Nevada, tanto en zonas próximas a la costa como interiores. Las estaciones de medida (figura V.1) incluyeron: Motril (5) (36.72°N 3.53°O , 10 m s.n.m.), localidad costera a nivel del mar; Pitres (4) (36.94°N 3.33°O , 1200 m s.n.m.), situada en la ladera Sur de Sierra Nevada; Pico Veleta (3) (37.06° 3.37°O , 3398 m s.n.m.); Las Sabinas (2) (37.11°N 3.42°O , 2200 m s.n.m.), ubicada en la ladera Norte de la montaña; y Armilla (1) (37.14°N 3.63°O , 680 m s.n.m.), situada en el valle del río Genil, próxima a la ciudad de Granada. Esta última estación fue la estación base, en la cual se instaló mayor diversidad de instrumental y donde se realizaron gran parte de las tareas de intercomparación de equipos al principio de la campaña. Como podemos observar en la figura V.1, la distancia horizontal más grande no superó los 50 km, y la elevación sobre el nivel del mar varió desde 0 a 3398 m.

Tabla V.1. Instrumentación utilizada en cada uno de los niveles de medida.

<i>Estación</i>	<i>Instrumentación</i>	<i>Grupos</i>
1 Armillá 37.14°N 3.63°O 680 m s.n.m.	Radiómetro UVB YANKEE	INM
	Espectrofotómetro BREWER	INTA
	Espectrorradiómetros Optronic	UV
	Radiómetro CIMEL	UGR+UEV
	Espectrorradiómetro LI-1800	UV
	Telefotómetro	UVI
	Nefelómetro integrante	UEV
	Streaker	UEV
	Absorción de luz (Lámina integrante)	UVI
2 Las Sabinas 37.11°N 3.42°O 2200 m s.n.m.	Estación meteorológica	INM
	Sondeos atmosféricos	INM
	Radiómetro UVB YANKEE	INM
	Espectrorradiómetro BENTHAM	UGR
	Radiómetro CIMEL	UGR
	Espectrorradiómetro LI-1800	UGR
	Telefotómetro	UVI
	Absorción de luz (Lámina Integrante)	UVI
	Estación meteorológica	UGR
3 Pico Veleta 37.06° 3.37°O 3398 m s.n.m.	Radiómetro UVB YANKEE	INM
	Espectrorradiómetro BENTHAM	UB
	Espectrorradiómetro LI-1800	UV
	MICROTOPS	UV
	Estación meteorológica	INM
4 Pitres 36.94°N 3.33°O 1252 m s.n.m.	Radiómetro UVB YANKEE	INM
	Espectrorradiómetro ORIEL	UGI
	Radiómetro CIMEL	UVA AERONET
	Espectrorradiómetro LI-1800	UVA
	Estación meteorológica	INM
5 Motril 36.72°N 3.53°O 10 m s.n.m.	Radiómetro UVB YANKEE	INM
	Espectrorradiómetro OPTRONIC	ULL
	Radiómetro CIMEL	UV
	Espectrorradiómetro LI-1800	UV
	MICROTOPS	ULL
	Estación meteorológica	INM

La zona de la estación base (Armillá), situada en la ladera Noroeste del Macizo montañoso de Sierra Nevada, se caracteriza por la existencia de explotaciones agrícolas con unas pautas estacionales que dan lugar a que durante el final de la primavera, verano y principio de otoño, la zona presente grandes extensiones desprovistas de vegetación, lo cual sumado a la práctica ausencia de lluvia durante esta época del año, permite que podamos hablar del carácter árido de una extensión importante del mismo. La proximidad de la ciudad de Granada y el crecimiento de la misma en dirección a la estación de medida localizada en el valle, ejercen una influencia importante sobre ella. Granada es una ciudad de tamaño medio con poca industrialización, si bien las características del casco urbano y la densidad de tráfico son responsables de una contaminación urbana no desdeñable (Lyamani et al., 2011). Podemos decir que el aerosol dominante en la zona es de origen natural, con una contribución no despreciable de aerosol antropogénico que proviene de las emisiones de los vehículos y de calefacciones centrales del área metropolitana próxima. Durante el verano son relativamente frecuentes las invasiones de polvo de origen sahariano

(<http://www.calima.ws>). Por otro lado, las condiciones de aridez y altas temperaturas características del verano mediterráneo favorecen el desarrollo de incendios, que se convierten de este modo en fuentes adicionales de partículas de aerosol (<http://maps.geog.umd.edu>). Por otro lado, debido a su localización en la cuenca mediterránea la zona está influenciada por fuentes regionales de partículas antropogénicas procedentes de Europa (Kubilay et al., 2000; Rodríguez et al., 2001).

La ladera Sur del Macizo montañoso de Sierra Nevada se caracteriza por ser una zona rural con poca densidad demográfica. Además, debido a la influencia del mar Mediterráneo, la zona más próxima a la costa tiene un clima tropical donde las temperaturas no son tan extremas como en la ladera Norte.

Aunque en este trabajo sólo utilizamos las medidas registradas con el radiómetro CIMEL CE-318, a título informativo en la tabla V.1 se muestra un resumen por estaciones de toda la instrumentación utilizada en VELETA-2002.

En la tabla V.2 se muestran los días de la campaña en los que se registraron medidas con el radiómetro CIMEL, indicando entre paréntesis el instrumento que estuvo operando en dicha estación. Los huecos corresponden a días donde no se realizaron medidas debido a diversas circunstancias. Como se puede observar no se colocó ninguna unidad de este radiómetro en la estación Pico Veleta por falta de instrumental.

V.2 SITUACIÓN SINÓPTICA DURANTE VELETA 2002

En los mapas sinópticos a nivel del mar se observa que la campaña estuvo caracterizada por dos situaciones bien diferenciadas, así como la transición entre ellas (figuras V.2). En la primera situación la Península Ibérica se ve influenciada por el anticiclón de las Azores, situándose, además, una depresión barométrica en el sur de Argelia y otra en Italia. Esta situación se da en los primeros y últimos días de la campaña (días 12-13 y 23-24). En la segunda situación sinóptica encontramos que el anticiclón ha dejado paso a una baja presión al Oeste de Portugal, manteniéndose la baja del sur de Argelia. Esta segunda situación se da entre los días 17, 18, 19 y 20. En el tránsito de una situación a otra se produce primeramente una entrada de aire polar y, en segundo lugar, la entrada de aire bien por el oeste de la Península Ibérica debido a la baja al oeste de Portugal, o bien por el Mediterráneo debido a la baja relativa en Argelia.

Tabla V.2. Días de disponibilidad de datos del CIMEL CE-318 durante la campaña VELETA 2002.

<i>Estación</i>	<i>12</i>	<i>13</i>	<i>14</i>	<i>15</i>	<i>16</i>	<i>17</i>	<i>18</i>	<i>19</i>	<i>20</i>	<i>21</i>	<i>22</i>	<i>23</i>	<i>24</i>
Armillá (#394)	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X
Las Sabinas (#307)		X	X	X	X	X	X						
Pitres (#109)	X	X	X	X	X	X	X	X					
Motril (#176)		X	X	X	X	X	X						

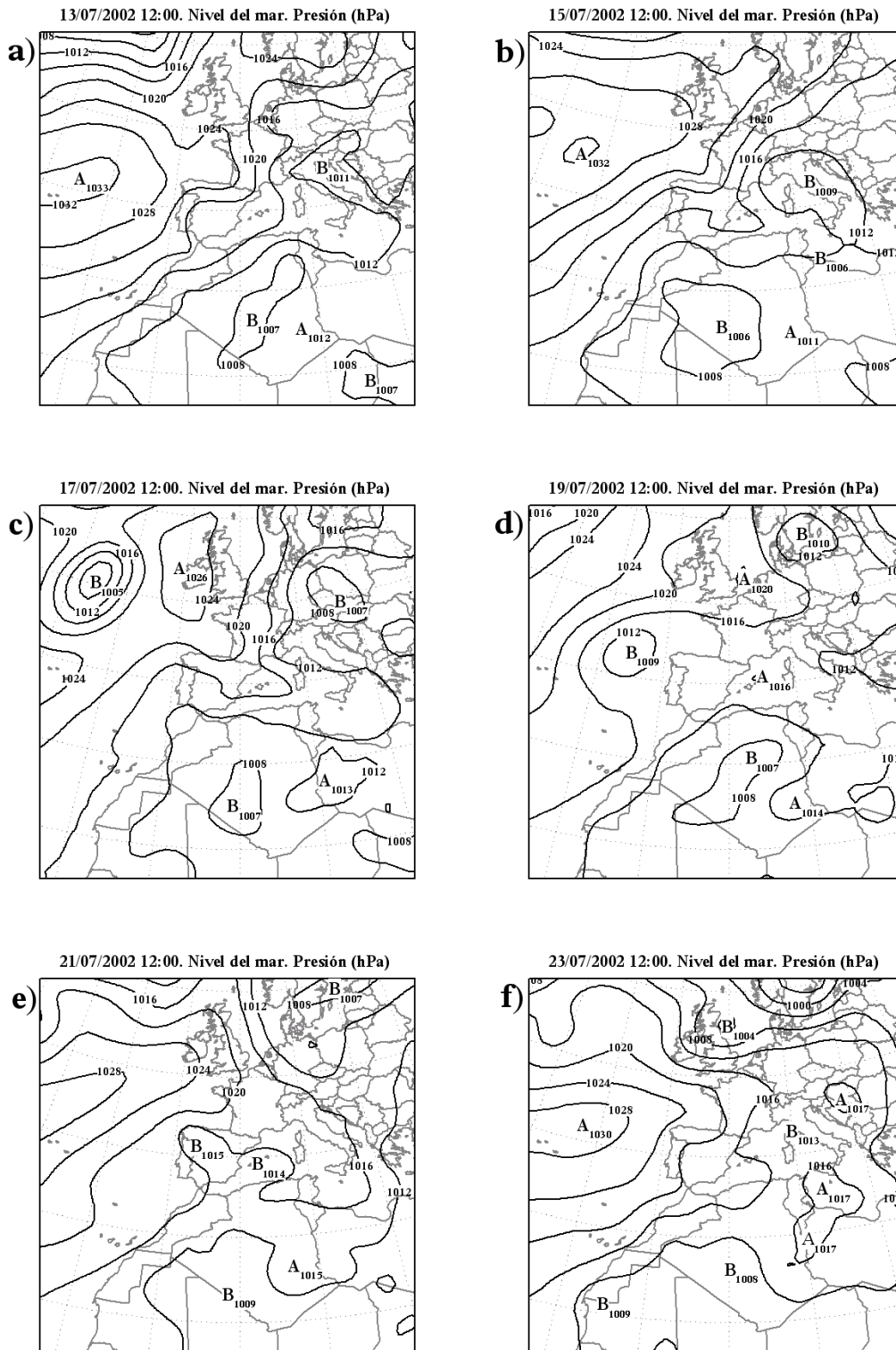


Figura V.2. Mapa de presión a nivel del mar durante la campaña VELETA 2002 para los días: a) 13; b) 15; c) 17; d) 19; e) 21; f) 23 (base de datos meteorológicos FNL).

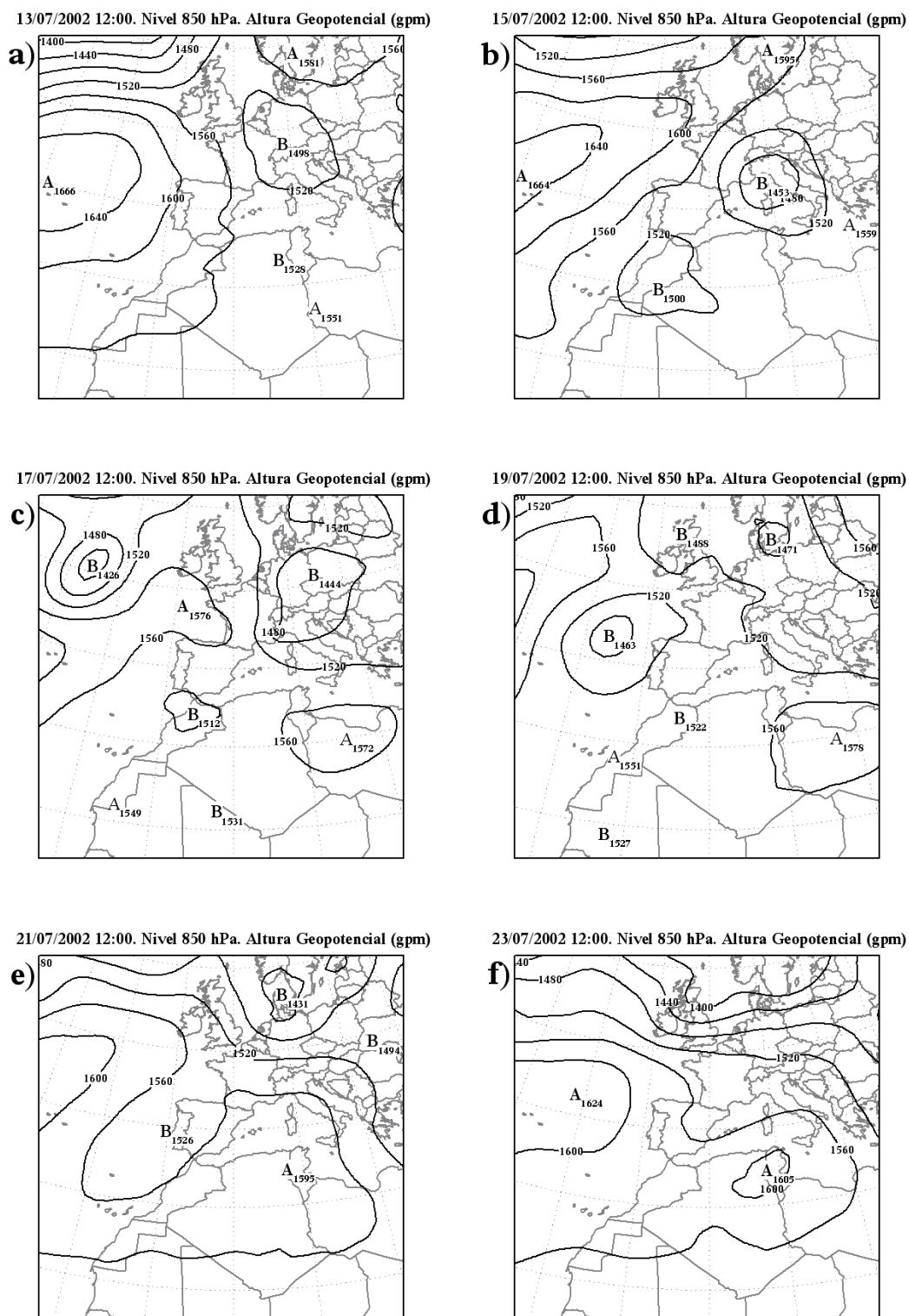


Figura V.3. Mapa de altura geopotencial a 850 hPa durante la campaña VELETA 2002 para los días: a) 13; b) 15; c) 17; d) 19; e) 21; f) 23 (base de datos meteorológicos FNL).

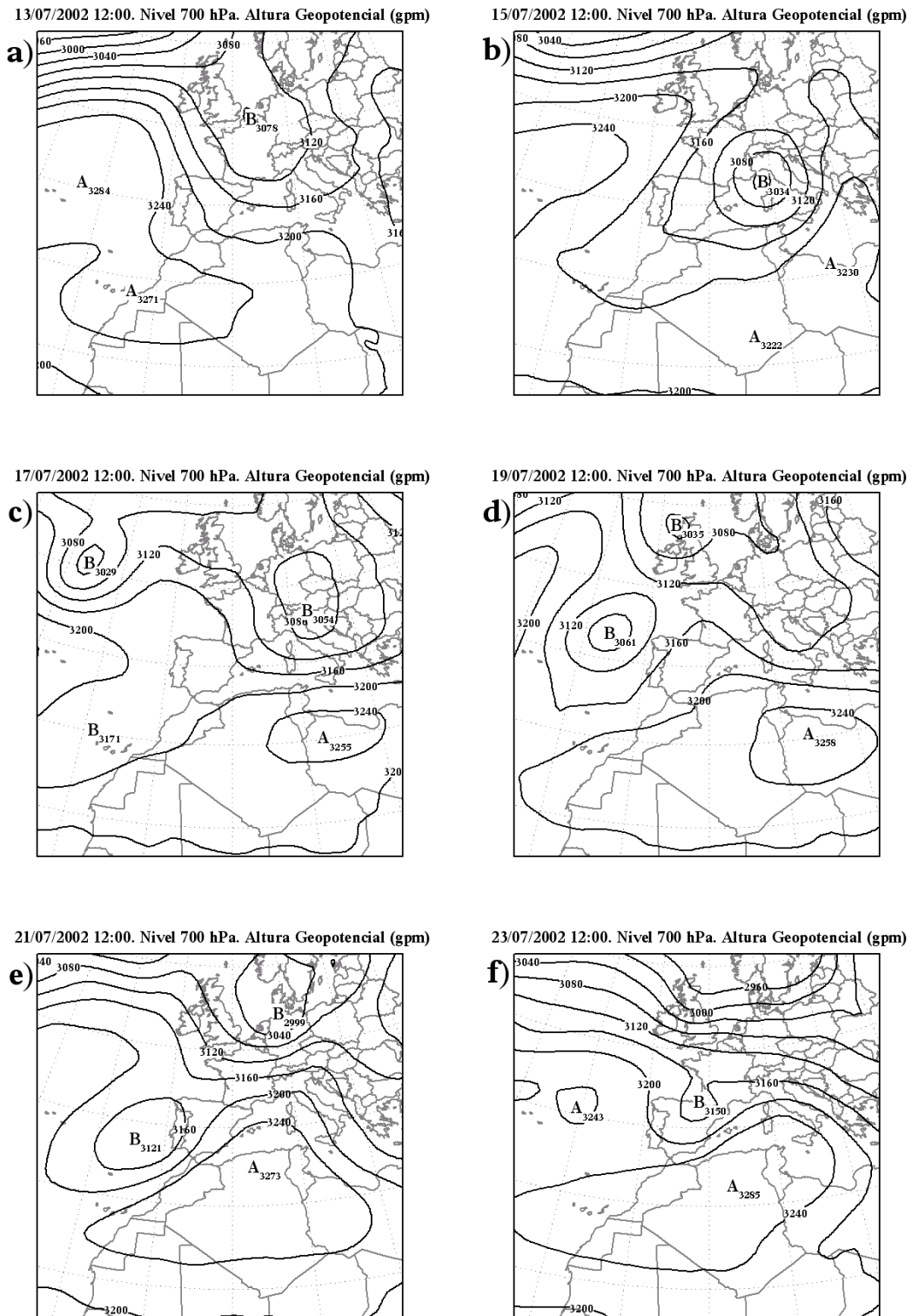


Figura V.4. Mapa de altura geopotencial a 700 hPa durante la campaña VELETA 2002 para los días: a) 13; b) 15; c) 17; d) 19; e) 21; f) 23 (base de datos meteorológicos FNL).

En los mapas sinópticos de 850 hPa, correspondiente a 1500 m s.n.m. en una atmósfera estándar, se encuentran situaciones similares a las del nivel del mar (figuras V.3). Durante los días 12-13 y 23-24 la situación sinóptica está dominada por el anticiclón de las Azores, mientras que en los días centrales aparece una baja relativa al oeste de Portugal. La situación cambia en los mapas sinópticos de 700 hPa (figuras V.4), cuya altitud equivalente es de 3000 m s.n.m. Durante los primeros días se observa que la situación no es muy diferente respecto a los otros niveles: sigue apareciendo el anticiclón en las islas Azores y una baja relativa en el norte de Italia. En cambio, en los días posteriores encontramos la misma baja presión que aparecía en los otros niveles al oeste de Portugal, y que posteriormente volverá a dejar paso al anticiclón. Pero además, aparece una alta presión en Argelia en este nivel. Esto puede traducirse en una entrada de aire por el sur, principalmente por la costa de Marruecos.

Para seguir la evolución de las masas de aire se calcularon las retrotrayectorias en los niveles de 1500 y 3000 m s.n.m. en los 5 días anteriores (12 h GMT). Para este análisis se utilizó el modelo HYSPLIT, ya referenciado en el apartado IV.7, empleando la base de datos meteorológicos FNL. Se ha utilizado la hipótesis de que la trayectoria se ajusta siguiendo el campo de velocidades vertical del viento. En las figuras V.5 se muestran las retrotrayectorias entre los días 12-24 obtenidas para la estación de Armilla. Lo primero que podemos observar es que las retrotrayectorias calculadas con el modelo HYSPLIT muestran los caminos que se intuían según los mapas sinópticos. Así se observa que durante los días 12 y 13, para las dos alturas calculadas, las masas de aire muestran un origen próximo a la costa este de América, entre Estados Unidos y Canadá, entrando en la Península Ibérica por el noroeste. Por tanto, se puede hablar de una masa de tipo polar marítimo. La entrada de esta masa de aire es consecuencia del anticiclón de las Azores.

Después, el retroceso del anticiclón de las Azores hacia el oeste permite la entrada de una masa de aire a 3000 m s.n.m. directamente desde el norte siguiendo un meridiano. Primeramente, el día 14, con un origen en la zona ártica, y después, días 15-17, entre 50° y 60° de latitud. En cambio a 1500 m s.n.m. la masa de aire entra en la zona por el este, mostrando una trayectoria con un cierto recorrido por el continente europeo y el mar Mediterráneo.

Durante los días 18-20, con la aparición de la segunda situación sinóptica, a 1500 m s.n.m. encontramos que la masa de aire es continental, entrando en la zona de estudio por el este (mar Mediterráneo). Mientras que a 3000 m s.n.m., debido a la alta barométrica que se encuentra en Argelia a estas alturas, la entrada de la masa de aire se produce por el suroeste, siguiendo la costa de Marruecos.

Por último, durante los últimos días de la campaña, días 21-24, no se observa ningún patrón que se repita de un día para otro. A 1500 m s.n.m. la variabilidad de la trayectoria de la masa de aire entre un día y otro es mayor, sin que parezca existir una evolución temporal clara. A pesar de ello, la entrada de las masas de aire en la zona se realiza por el oeste, salvo el día 24 que se realiza por el norte. En cambio, a 3000 m s.n.m. parece existir una cierta evolución temporal, de tal forma que a medida que transcurren los días la trayectorias pasan

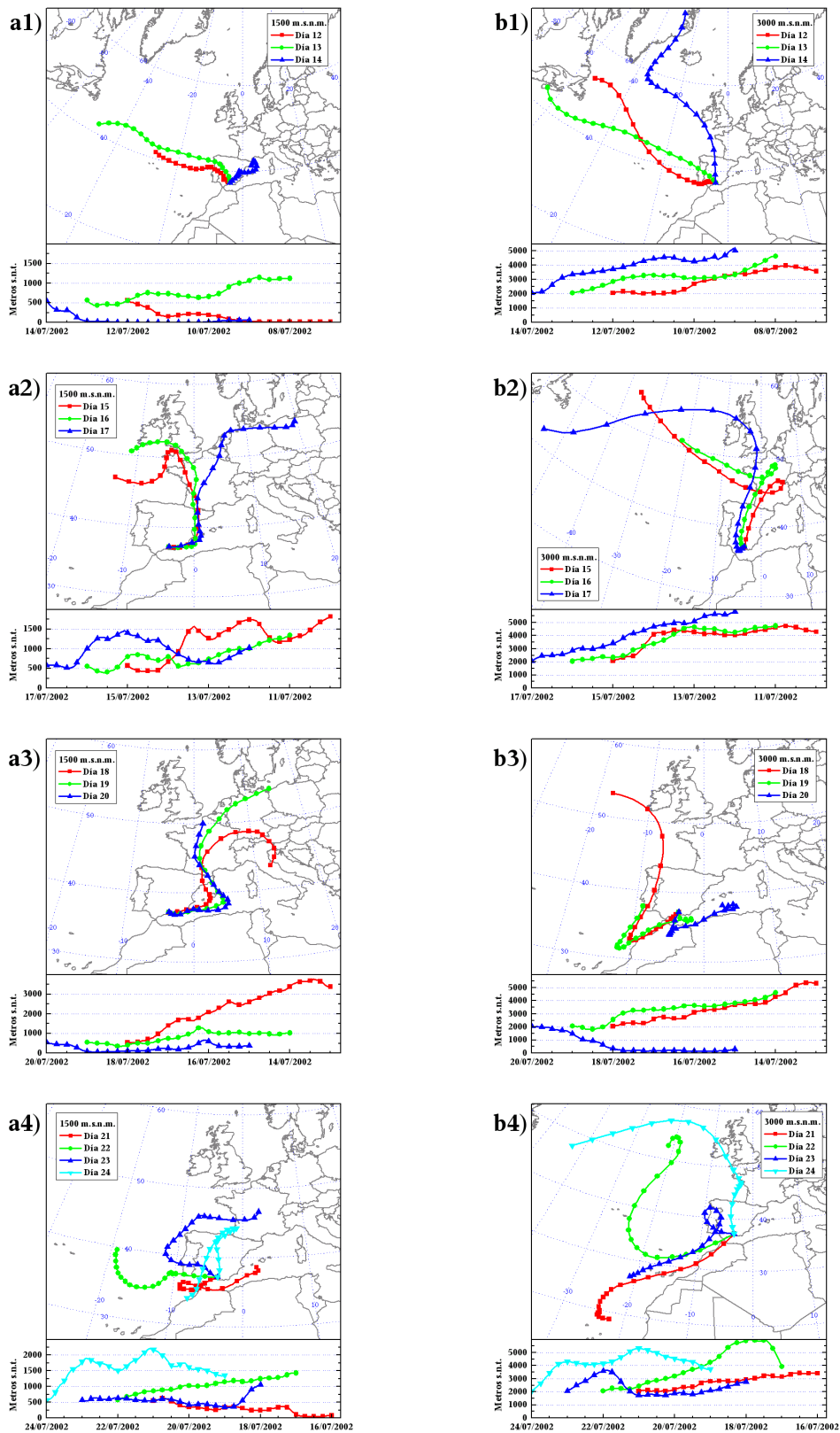


Figura V.5. Retroyectorias calculadas para Armilla durante VELETA 2002 (12 h GMT): a) para 1500 m s.n.m. y b) para 3000 m s.n.m.

de tener un camino a lo largo de la costa africana, a tener un camino similar a los encontrados durante los días 15-17, entrando por el norte siguiendo un meridiano.

Estos cambios en las masas de aire coinciden en el tiempo con los cambios observados en las temperaturas que se registraron en los distintos lugares de medida de la campaña (figuras V.6a y V.6b). Así, durante los días 14 y 15 las temperaturas máximas y mínimas descendieron unos 5°C como consecuencia de la entrada de una masa de aire más frío a 3000 m s.n.m. Posteriormente, con el cambio de la situación sinóptica, las temperaturas se recuperaron e incluso superaron los valores iniciales, llegando a superar los 35°C de máxima y los 18°C de mínima en el caso de Armilla. Por último, al igual que ocurrió durante los días 14 y 15, en los últimos días (días 22-24) se produjo un descenso similar debido a la entrada de aire del norte. También hay que señalar que estos cambios de temperatura no se observan en la estación de Motril debido a su situación costera, que permite mantener una mayor estabilidad en la temperatura.

La situación costera de la estación de Motril se manifiesta también en los valores de humedad relativa (figuras V.6c y V.6d). Esta estación muestra siempre valores superiores al resto de las estaciones, aunque se observa un descenso del valor mínimo de la humedad durante el día 14, coincidiendo con la transición entre las dos situaciones sinópticas descritas. Este descenso de la humedad en Motril coincide con un aumento de la humedad en Armilla y Pitres, y a su vez coincide con el descenso de temperatura.

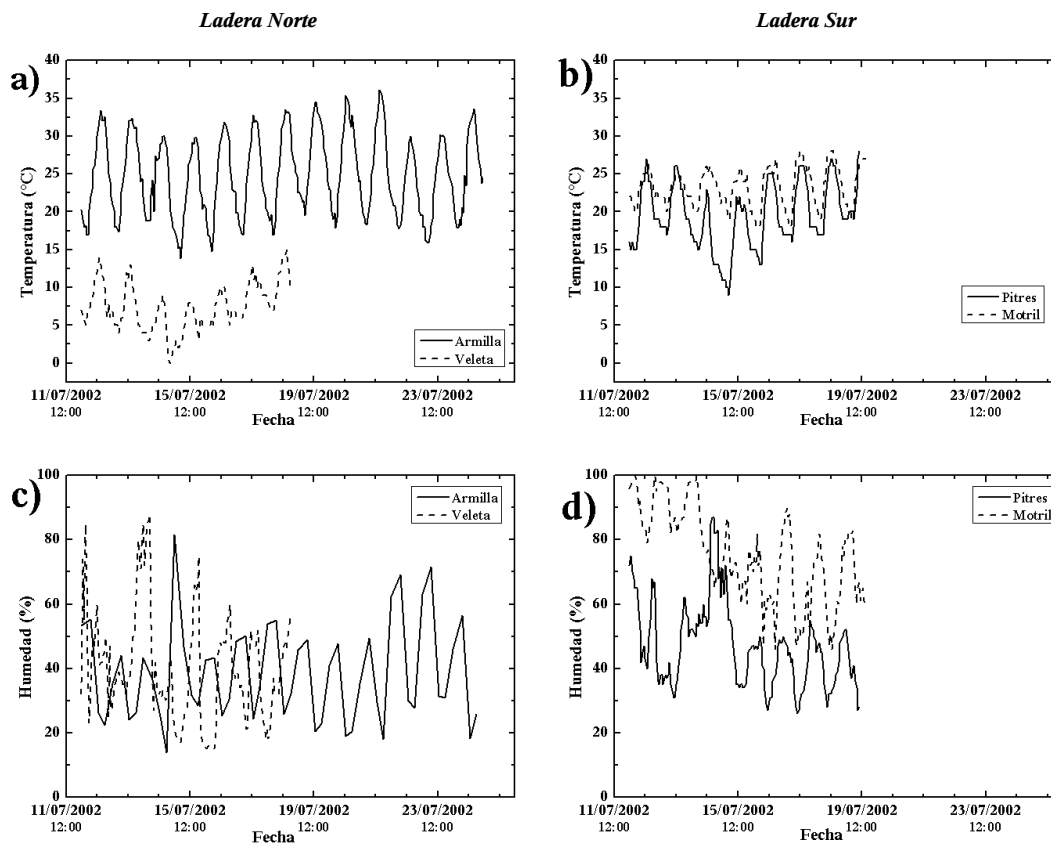


Figura V.6. Temperatura y humedad durante la campaña VELETA 2002 en las estaciones de Armilla, Veleta, Pitres y Motril.

últimos días, 22-24, se produce nuevamente un aumento de la humedad coincidiendo con el descenso de la temperatura y con la entrada de masas de aire por el norte de España. En la estación de Pico Veleta se aprecia una anticorrelación en los valores de humedad con el resto de estaciones. Esta anticorrelación comienza con el cambio de la situación sinóptica. También se aprecia que el máximo de humedad que se produce en Armilla y Pitres en torno al día 15, en Pico Veleta se produce un día antes.

V.3 ARMILLA

Durante la fase de medidas de la campaña VELETA 2002 el radiómetro CIMEL que estuvo operando en la estación de Armilla fue el #394. Este instrumento realiza medidas de extinción del haz solar en las longitudes de onda de 380, 440, 670, 870, 936 y 1020 nm. También realiza medidas de radiancia del cielo en 440, 670, 870 y 1020 nm. Estas medidas están disponibles desde el día 12 al 24 de julio.

A continuación se analizarán detalladamente las medidas realizadas en esta estación.

V.3.1 MEDIDAS DE EXTINCIÓN DEL HAZ SOLAR

Profundidad óptica del aerosol y exponente de Ångström

A partir de las medidas de extinción del haz solar en las longitudes de onda 380, 440, 670, 870 y 1020 nm se han obtenido las profundidades ópticas del aerosol siguiendo el procedimiento explicado en el apartado IV.2.1. En las figuras V.7 se presenta la evolución de las profundidades ópticas del aerosol y de su dependencia espectral. En la figura V.7a se presenta un mapa de color con las isolíneas de la profundidad óptica del aerosol. Los colores violetas indican profundidades ópticas bajas, mientras que los anaranjados corresponden a profundidades ópticas altas. En esta gráfica bidimensional el eje de ordenadas corresponde a la longitud de onda, mientras que en el eje de abscisas se representa el tiempo. Así pues, un corte horizontal en esta representación bidimensional nos mostrará la evolución temporal de la profundidad óptica del aerosol en la longitud de onda correspondiente a dicho corte (figura V.7b). En cambio, un corte vertical nos mostrará la dependencia espectral de la profundidad óptica del aerosol en el momento correspondiente al corte.

Las profundidades ópticas del aerosol obtenidas con este radiómetro en la estación de Armilla experimentaron una variabilidad apreciable (figuras V.7). Este cambio es indicativo de la variación de la carga del aerosol sobre la zona de estudio, y va acompañado con una variación en la dependencia espectral del aerosol. Este cambio espectral queda claramente evidenciado en la figura V.7c, donde se representa el exponente de Ångström (α) calculado para el intervalo espectral 440-1020 nm. Se ha elegido este intervalo espectral para poder comparar los resultados de todos los radiómetros CIMEL utilizados en la campaña.

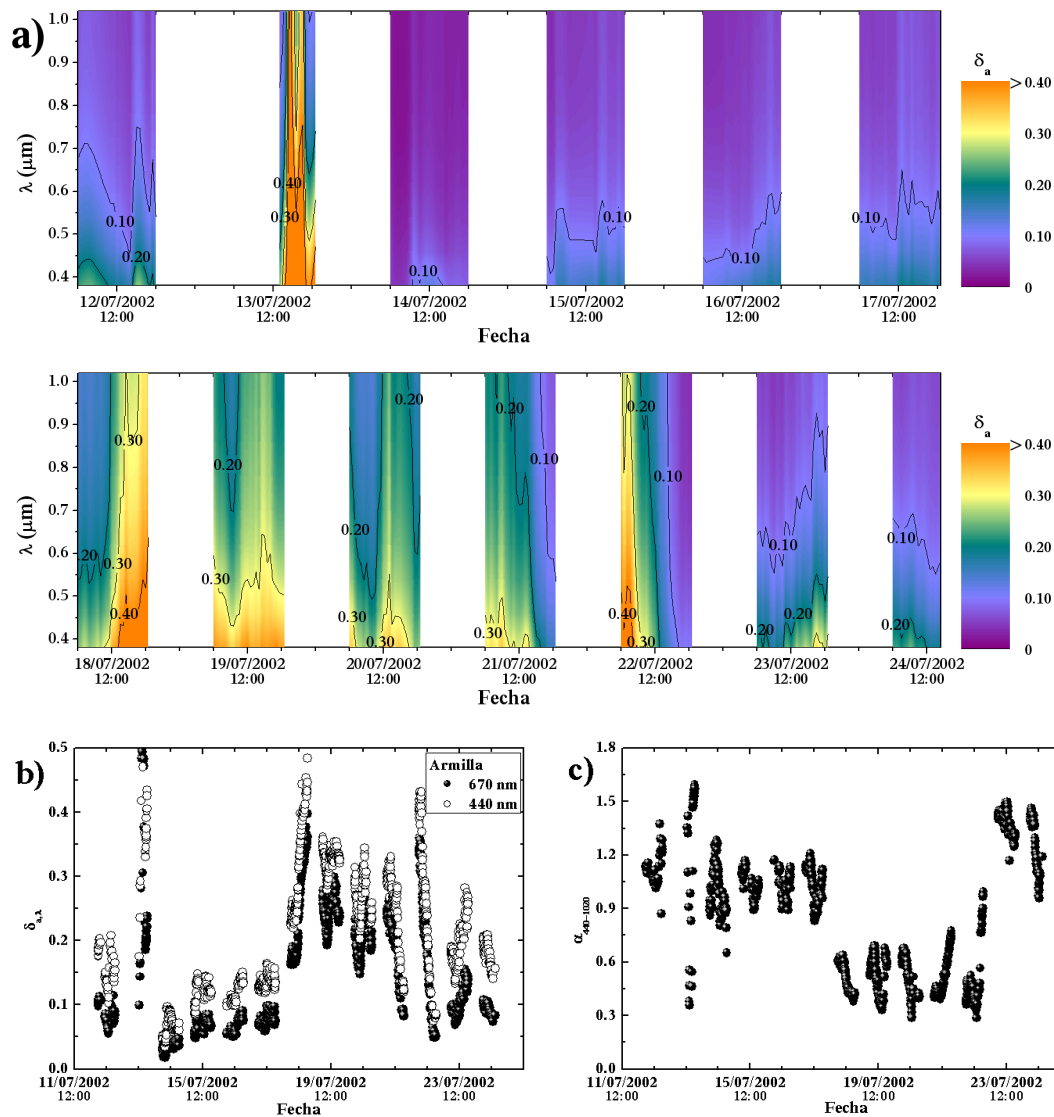


Figura V.7. a) y b) Evolución temporal de la profundidad óptica del aerosol, y c) exponente de Ångström en Armilla.

Cronológicamente, lo primero que se aprecia en la figura V.7 es que durante el día 13 la profundidad óptica del aerosol es mayor que en los días anterior y posterior (días 12 y 14), presentando además una mayor variabilidad. También es de reseñar que el día 14 muestra unas profundidades ópticas muy inferiores a los dos días precedentes. Estas variaciones en estos primeros días son también apreciables en el parámetro $\alpha_{440-1020}$. Durante los días 12 y 13 el parámetro $\alpha_{440-1020}$ (1.2 ± 0.3) es ligeramente superior al del día 14 (1.0 ± 0.1), mostrando también una mayor variabilidad durante el día 13 (1.2 ± 0.4). Esto sugiere que en los días 12 y 13 existía una mayor proporción de partículas pequeñas en la columna atmosférica.

Posteriormente, entre los días 15 y 17, la profundidad óptica del aerosol es bastante estable. Ésta muestra una pequeña tendencia creciente con el tiempo (figura V.7a), pero siempre con valores de profundidades ópticas del aerosol inferiores a las de los días 12 y 13.

A pesar de esa ligera tendencia creciente de la profundidad óptica del aerosol, el parámetro $\alpha_{440-1020}$ es estable durante estos días, con un valor promedio de 1.04 ± 0.09 .

Entre estos dos periodos (12-13 y 15-17), el día 14 muestra las profundidades ópticas del aerosol más bajas de toda la campaña, aunque su dependencia espectral es similar a la de los días 15-17. Este cambio puede ser consecuencia de las diferencias que se encuentran en las trayectorias de las masas de aire que afectan a la zona durante estos días (figuras V.5). Así, el día 14 parece ser un día de transición entre los días 12-13 –masas de aire con origen cercano a la costa de Canadá y EE.UU. atravesando la península de noroeste a sureste– y los días 15-17 –el origen de la masas de aire varía con la altura, pero en todo caso atraviesa la Península Ibérica de norte a sur (figuras V.5)–. Esta transición de trayectorias permite que el día 14 la masa de aire a 3000 m s.n.m. tenga un origen en la zona ártica, mostrando un gran desplazamiento horizontal. A 1500 m s.n.m. el origen de las masas de aire se encuentran dentro de la Península Ibérica con un desplazamiento horizontal muy pequeño (figuras V.5). Dado que las masas de aire árticas presuponen bajas cargas de partículas (Toledano et al., 2009), podrían explicar la baja profundidad óptica del aerosol durante el día 14.

Seguidamente, entre los días 17 y 18 se produjo el mayor cambio en magnitud tanto de la profundidad óptica del aerosol como del parámetro $\alpha_{440-1020}$ de toda la campaña. En estos días la profundidad óptica del aerosol en 440 nm pasa de ser de en torno a 0.13 ± 0.01 el día 17 a ser de en torno a 0.31 ± 0.08 el día 18. Este incremento coincide con un descenso del parámetro $\alpha_{440-1020}$, que paso de 1.0 ± 0.1 a 0.52 ± 0.08 . Este cambio denota un aumento de las partículas grandes en la columna atmosférica. Estos altos valores de profundidad óptica del aerosol y bajos valores de $\alpha_{440-1020}$ se mantienen hasta el último tercio del día 22. Durante este día la profundidad óptica del aerosol desciende hasta los niveles observados durante el día siguiente, el día 23, pero el parámetro $\alpha_{440-1020}$ sólo sufre cambios durante las últimas horas de observación del día 22. Los valores del parámetro $\alpha_{440-1020}$ en los últimos momentos del día 22 son intermedios entre los valores de este día y los del día 23. El día 21 tiene una evolución diaria similar al día 22. Estas variaciones diarias pueden ser debidas a los cambios que se observaban en las masa de aire (figuras V.5).

Por último, en los dos últimos días de la campaña, días 23 y 24, los valores de las profundidades ópticas del aerosol adquieren valores similares a los del día 12, pero con una dependencia espectral mayor, similar a la del día 13, aunque sin la variabilidad de este día. Esto indica que las características del aerosol durante los días 23-24 deben ser similares a las del aerosol de los días 12 y 13.

Por otro lado, las representaciones del exponente de Ångström teniendo en cuenta la profundidad óptica del aerosol suelen utilizarse para distinguir tipos de aerosol (Toledano et al., 2007; Estellés et al., 2007; Prats et al., 2008; Kaskaoutis et al., 2009). En estas representaciones el aerosol de tipo continental más o menos contaminado, el aerosol urbano y el aerosol quema de biomasa se sitúan en la zona de valores de α en torno a 1.50, y con más o menos profundidad óptica del aerosol dependiendo de la carga de partículas. El aerosol de tipo desértico se sitúa dentro del diagrama en regiones con alta profundidad óptica del aerosol, pero con bajo parámetro α (0.20), ya que se trata de partículas grandes. En

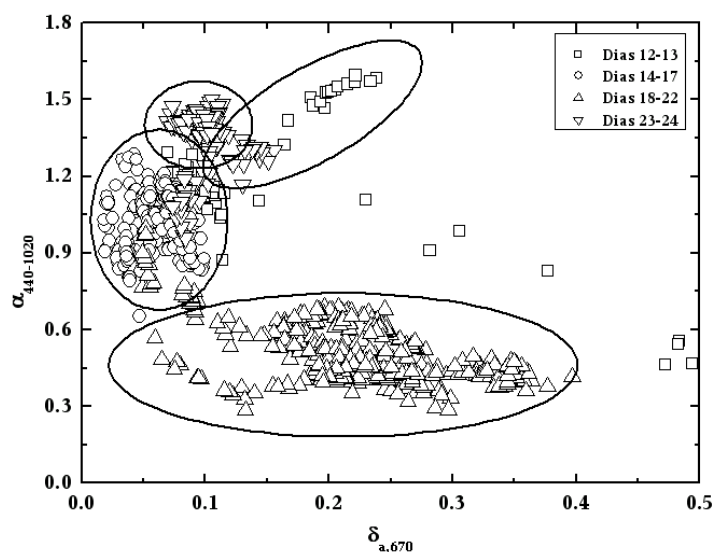


Figura V.8. Exponente de Ångström (440-1020 nm) frente a la profundidad óptica del aerosol en 670 nm.

cambio, el aerosol marítimo suele tener bajas profundidades ópticas del aerosol (0.05-0.12) y parámetro α en el rango 0-1. En la figura V.8 se representa $\alpha_{440-1020}$ frente a la profundidad óptica del aerosol en 670 nm. En esta figura se han agrupado los datos según la separación temporal observada en la evolución de ambos parámetros. Se observa que la separación temporal coincide con la separación que podría realizarse según el criterio anterior. Como se aprecia en la figura V.8, durante los días 12 y 13, en su mayor parte, se podría hablar de un tipo de aerosol continental, urbano o quema de biomasa. Durante los días 15-17 los datos se sitúan en la región del aerosol marítimo, y más concretamente de un tipo de aerosol Polar (Toledano et al., 2009), el cual suele tener bajas profundidades ópticas y un parámetro $\alpha_{440-1020}$ próximo a 1.00. Además, el día 14 se sitúa en la misma región del diagrama que los días 15-17, por lo que en la clasificación se ha incluido junto a estos días. En cambio, durante los días 18-22 la clasificación muestra un tipo de aerosol desértico (Toledano et al., 2007; Prats et al., 2008). Por último, el tipo de aerosol de los días 23-24 sería continental, urbano o quema de biomasa, al igual que en los dos primeros días de la campaña, pero con una menor carga de partículas (Prats et al., 2008).

Parámetros α_{380} y α_{870}

Como se explicó en el Capítulo IV, el modelo de Ångström no es el más adecuado para conocer la dependencia espectral de la profundidad óptica del aerosol. En el intervalo de longitudes de onda disponibles para el instrumento #394 (380-1020 nm) esta dependencia espectral se ajusta mejor a un polinomio de tercer grado. Así, como se explicó en IV.2.1, el exponente de Ångström es ahora una función, y la evaluación de esta función en 380 y 870 nm es equivalente a calcular un exponente de Ångström para las longitudes de onda del ultravioleta e infrarrojo, respectivamente. En la figura V.9 se presentan las evoluciones de α_{380} y α_{870} así como su cociente ($\alpha_{870}/\alpha_{380}$).

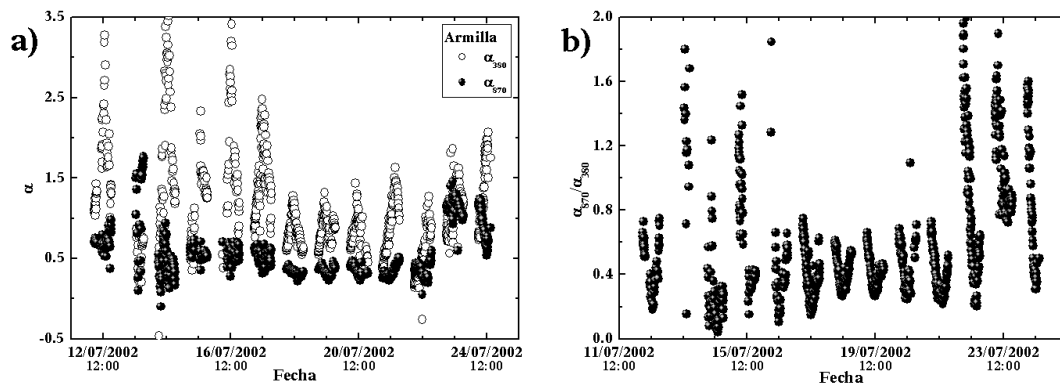


Figura V.9. Evolución temporal de α_{380} y α_{870} (a), y de su cociente (b).

Exceptuando los días 13, 22, 23 y 24, α_{380} es siempre mayor que α_{870} , dándose la mayor diferencia los días 12, 14, 15, 16 y 17. En estos días (12, 14-17), la variabilidad diaria de α_{380} es importante, llegando a tener una amplitud de 3 y no siendo en su mayor parte inferior a 1.00. Esto es un indicio de que las partículas de menor tamaño sufrieron cambios a lo largo del día. En medio de estos días, el día 13, α_{380} no muestra ni la variabilidad ni los valores (<0.10) de los días adyacentes.

En cambio, la variabilidad de α_{870} es inversa a la de α_{380} . Mientras que el día 13 α_{870} es bastante variable, pudiendo tomar valores entre 0.00 y 1.75, el resto de los días entre el 12 y 17 es más estable, variando entre 0.25 y 0.75. Por tanto, el día 13 presentó una mayor variación en la carga de las partículas de mayor tamaño. Este comportamiento de α_{380} o de α_{870} permite que en estos días, en general, el cociente sea muy variable.

Por otro lado, entre los días 18 y 21 ambos parámetros no muestran la variabilidad que tenían en los días anteriores, siendo α_{870} próximo a 0.34 ± 0.06 y α_{380} próximo a 0.9 ± 0.2 . Esta mayor estabilidad durante estos días permite que el cociente esté en el rango 0.20-0.70. Por tanto, la carga de partículas muestra características similares durante estos días. Sin embargo, el día 22 α_{870} se mantiene en los valores alcanzados en los días 18 y 21 (0.37 ± 0.09), y α_{380} tiende a ser ligeramente inferior a los valores alcanzados en los días precedentes (0.5 ± 0.3). Por último, el día 23 y 24 ambos parámetros alcanzan valores mayores, por lo general superiores a 1.00. A pesar de que entre los días 22 y 24 estos parámetros no muestran la variabilidad observada en los primeros días, el cociente muestra un gran rango de valores posibles (0.20-2.00). Esto indicaría que la carga de partículas sufrió cambios a lo largo del día.

Además, se observa que durante toda la campaña α_{380} tiene una evolución diaria característica. Mientras que los valores más bajos se dan a primeras y últimas horas del día, los mayores valores se dan en las horas centrales, lo que muestra que existe una mayor proporción de las partículas de menor radio en las horas centrales del día.

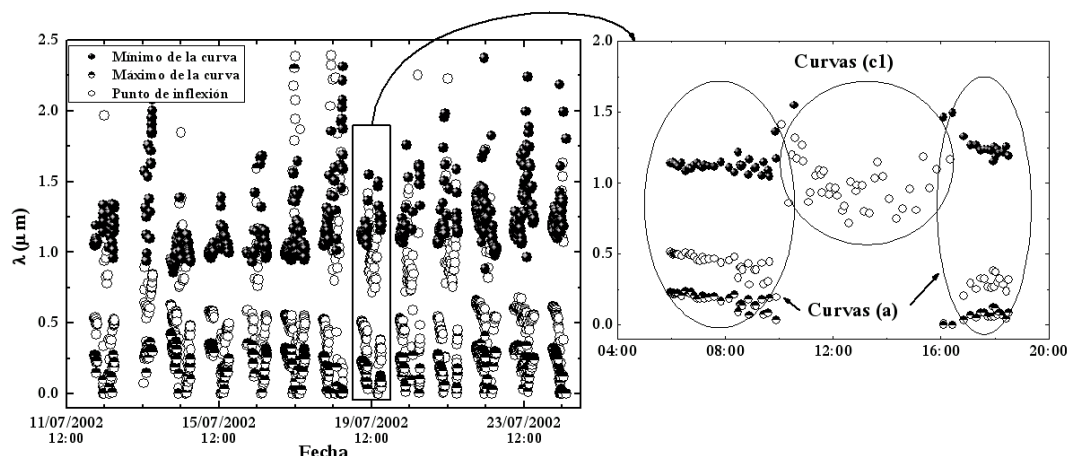


Figura V.10. Longitudes de onda donde están situados los mínimos, máximos y puntos de inflexión de las curvas de profundidad óptica del aerosol en Armilla.

Máximos, mínimos y puntos de inflexión

Tal y como se estableció en el Capítulo IV, la curva de la dependencia espectral de la profundidad óptica del aerosol se puede caracterizar a partir de sus puntos de inflexión y extremos relativos, obteniéndose de este modo información relativa al comportamiento de los modos en la carga de partículas del aerosol atmosférico –regiones (a), (b1), (b2), (c1) y (c2)–. En la figura V.10 se presenta la evolución temporal de los puntos de inflexión y extremos relativos correspondientes a VELETA 2002 en la estación de Armilla. Se observan dos situaciones diferentes a lo largo del día (ampliación de la figura V.10): 1) primeras horas de la mañana y últimas de la tarde, donde la forma del polinomio concuerda con la región (a) mostrada en la figura IV.3; 2) las horas centrales del día, donde los resultados se sitúan fundamentalmente en la región (c1), y eventualmente a la región (b1). Es decir, la evolución diaria de la curva de dependencia espectral de la profundidad óptica del aerosol es tal que pasa la región (a) a la (c1) y/o (b1), para después volver a la región (a). Este resultado concuerda con lo comentado anteriormente respecto a los exponentes α_{380} y α_{870} , los cuales indicaban una mayor proporción de partículas pequeñas a mediodía. En este sentido, la caracterización de la curva de dependencia espectral de la profundidad óptica del aerosol mediante la evolución temporal de sus puntos de inflexión y extremos relativos proporciona, en primera aproximación, la misma información que la suministrada por el análisis de los exponentes α_{380} y α_{870} . Aunque no utilizaremos con profundidad este tipo de caracterización en este trabajo, ya que disponemos de las distribuciones de tamaño mediante la metodología de inversión, esta caracterización nos permitiría minimizar las estimaciones de α en distintos rangos espectrales y también mostraría información relativa a las distribuciones de tamaño de las partículas. En este sentido, este tipo de análisis sería interesante cuando sólo disponemos de información espectral de la profundidad óptica del aerosol atmosférico.

Con respecto a la evolución entre un día y otro, se observa que mientras el mínimo relativo de la curva durante el día 12 –región (a)–, en general, se sitúa en una longitud de onda superior a $1.00 \mu\text{m}$, el día 13 es más variable, dando valores entre $0.90\text{-}2.50 \mu\text{m}$. Entre los días 14 y 17 la situación del mínimo relativo se produce alrededor de $1.0 \pm 0.1 \mu\text{m}$. En cambio, el resto de días (18-24) el mínimo se sitúa nuevamente por encima de $1.00 \mu\text{m}$.

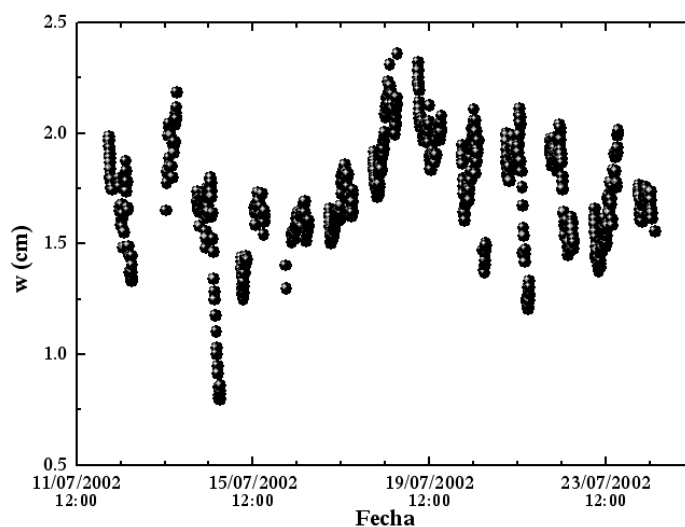


Figura V.11. Evolución temporal del contenido de agua precipitable en Armilla.

($1.3 \pm 0.2 \mu\text{m}$). Por el contrario, tanto el máximo relativo como el punto de inflexión de la curva –región (a)– muestran valores similares a lo largo de toda la campaña, aunque disminuyendo levemente a longitudes de onda menores entre los días 18-21. Este desplazamiento del máximo relativo y el punto de inflexión hacia longitudes de onda menores se produce por el aumento del número de partículas de mayor radio.

En cuanto al punto de inflexión de la curva de la región (c) –recordemos que esta curva no tiene extremos relativos– esta situado en longitudes de onda entre $0.75\text{-}1.20 \mu\text{m}$ entre los días 18-22, el resto de los días es superior a $1.00 \mu\text{m}$. Estos resultados muestran que existe una mayor proporción de partículas grandes durante los días 18-21 con respecto al resto de la campaña.

Contenido de agua precipitable

El instrumento #394 realiza medidas de extinción en la longitud de onda de 936 nm . Con estas medidas, y teniendo en cuenta la metodología analizada en el apartado IV.5 de esta memoria, se puede estimar el contenido de agua precipitable durante la campaña. La evolución del contenido de agua precipitable en Armilla se presenta en la figura V.11. Inicialmente, en los días 12 y 13 encontramos un contenido de agua precipitable de $1.8 \pm 0.2 \text{ cm}$; el día 14 disminuye el valor y se mantiene en torno a $1.6 \pm 0.2 \text{ cm}$ hasta el día 17. A partir del día 17 el valor aumenta hasta llegar al máximo de la campaña el día 18 (2.40 cm). A partir del día 19 el valor del contenido de agua precipitable disminuye, y en los últimos días de la campaña su valor medio es similar al de los días 14-17 ($1.7 \pm 0.1 \text{ cm}$).

La evolución temporal del contenido de agua precipitable que muestra la figura V.11 está relacionada con los cambios en las masas de aire que se producen durante la campaña. Los días 13 y 14 el origen de la masa de aire cambió de ser de la costa este de Canadá y EE.UU. a tener un origen polar. Posteriormente, los días 17 y 18, las trayectoria de las masas de aire muestran variaciones importantes, pasando a tener en altura (3000 m.s.n.m.) una trayectoria

Tabla V.3. Valores medios y desviaciones estándar de las profundidades ópticas del aerosol, exponentes de Ångström y contenido de vapor de agua (cm) en los cuatro periodos considerados.

	$\delta_{a,1020}$		$\delta_{a,870}$		$\delta_{a,670}$		$\delta_{a,440}$		$\delta_{a,380}$	
	Media	Std	Media	Std	Media	Std	Media	Std	Media	Std
I	0.1	0.1	0.12	0.1	0.2	0.1	0.3	0.1	0.3	0.2
II	0.05	0.01	0.05	0.02	0.06	0.02	0.11	0.03	0.14	0.04
III	0.19	0.06	0.20	0.06	0.22	0.07	0.28	0.08	0.31	0.09
IV	0.06	0.01	0.07	0.01	0.10	0.02	0.19	0.03	0.23	0.04

	$\alpha_{440-1020}$		w		α_{380}		α_{870}		$\alpha_{870}/\alpha_{380}$	
	Media	Std	Media	Std	Media	Std	Media	Std	Media	Std
I	1.2	0.3	1.8	0.2	1.3	0.7	0.9	0.4	1	1
II	1.0	0.1	1.6	0.2	1.5	0.8	0.5	0.1	0.4	0.4
III	0.5	0.1	1.9	0.2	0.8	0.3	0.34	0.07	0.5	0.4
IV	1.3	0.1	1.7	0.1	1.2	0.4	1.1	0.2	1.0	0.4

paralela a la costa oeste de África. Por último, aunque en los días 22 y 23 no se observan cambios evidentes en las trayectorias de las masas de aire, sí encontramos diferencias en los valores y dependencia espectral de las profundidades ópticas del aerosol.

Caracterización temporal del aerosol atmosférico en VELETA 2002

Teniendo en cuenta las discusiones anteriores podemos dividir la campaña en cuatro periodos temporales caracterizados inicialmente cada uno por un tipo de aerosol:

- *Periodo I:* Correspondiente a los días 12 y 13. En estos días el origen de las masas de aire (1500 y 3000 m s.n.m.) esta en la costa este de Canadá y EE.UU, y atraviesan la Península Ibérica desde el noroeste al sureste. La representación α - δ (figura V.8) nos muestra un aerosol de tipo continental, urbano o quema de biomasa, con una mayor proporción de partículas de menor tamaño. A pesar de ello la profundidad óptica del aerosol y su dependencia espectral son muy variables (tabla V.3).
- *Periodo II:* Correspondiente a los días 14 y 17. En este periodo el origen de las masas de aire es Polar, y el recorrido de las mismas en la Península Ibérica es de norte a sur. En este periodo el aerosol es de tipo Marítimo Polar (figura V.8), con una carga de partículas baja. Además el contenido de agua precipitable es inferior al periodo anterior (tabla V.3).
- *Periodo III:* Correspondiente a los días 18 y 22. En este periodo las retrotrayectorias de 1500 m.s.n.m. muestran un origen Mediterráneo, entrando en la zona de estudio por el este. Por el contrario, la retrotrayectoria de 3000 m.s.n.m. tiene un origen Atlántico, siguiendo las masas de aire una trayectoria paralela a la costa Africana y entrando en la zona de estudio por el suroeste. En estos días los valores de profundidad óptica del aerosol son elevados, siendo su dependencia espectral pequeña. Este resultado nos indica una mayor proporción de partículas grandes. A pesar de que el análisis de las retrotrayectorias no parecen mostrar que su procedencia sea desértica, en el diagrama α - δ (figura V.8) las partículas de este

periodo se sitúan en la región correspondiente al aerosol desértico. Además, durante este periodo el contenido de agua precipitable alcanza el valor máximo de toda la campaña (tabla V.3).

- *Periodo IV*: Correspondiente a los últimos días de la campaña, días 23 y 24. En este periodo las masas de aire entran por el oeste. Para 1500 m.s.n.m. el origen de las masas de aire se encuentra al norte de la Península Ibérica, y en 3000 m.s.n.m. se encuentra al oeste de las islas Canarias, desplazándose hacia las Islas Británicas en el día 24. Las profundidades ópticas del aerosol, el exponente de Ångström y el contenido de agua precipitable muestra unos valores intermedios entre el periodo I y el II. Teniendo en cuenta la figura V.8 el tipo de aerosol de este periodo es continental, urbano o quema de biomasa (tabla V.3).

En esta caracterización se ha incluido el día 22 como parte del periodo III debido a que la mayor parte del día muestra características similares a los días previos.

V.3.2 MEDIDAS DE RADIANCIA DE CIELO

Distribuciones de tamaño de las partículas

Para obtener las distribuciones de tamaño de las partículas hemos utilizado la técnica de inversión mostrada en el Capítulo IV, utilizando como variables de entrada las medidas de radiancia de cielo, tanto en el plano del almucántar como el plano principal solar, junto con las profundidades ópticas del aerosol en las longitudes de onda de 440, 670, 870 y 1020 nm. El valor del albedo de la superficie se ha considerado independiente de la longitud de onda, 0.15 (Olmo et al., 2006).

Las inversiones del almucántar y del plano principal se presentarán por separado en este apartado de la memoria. Como se comentó en el apartado IV.7, la información obtenida por ambos procedimientos muestra resultados similares cuando tenemos información de ambos tipos de medidas en tiempos próximos. Debido a las restricciones de ángulos cenitales solares en el almucántar, con este tipo de medidas no se obtiene información fiable sobre las partículas del aerosol en las horas centrales del día (medidas de radiancia para ángulos de dispersión menores a 90°), y sí con las inversiones utilizando el plano principal, donde las medidas de radiancia siempre pueden llegar a ángulos de dispersión mayores de 90°.

Para el estudio de las distribuciones de tamaño de las partículas utilizaremos los cuatro periodos temporales analizados anteriormente. En la figura V.12a se muestra la evolución temporal de las distribuciones de volumen de las partículas, tanto para las medidas en el almucántar como en el plano principal. En esta figura el volumen por unidad logarítmica de radio se presenta en forma de mapa de color. Los colores violetas indican un valor bajo del volumen por unidad logarítmica de radio, mientras que los anaranjados corresponden a valores altos. En esta representación el eje de ordenadas corresponde al radio de las partículas, y el eje de abscisas es el tiempo. Así pues, un corte vertical nos muestra la

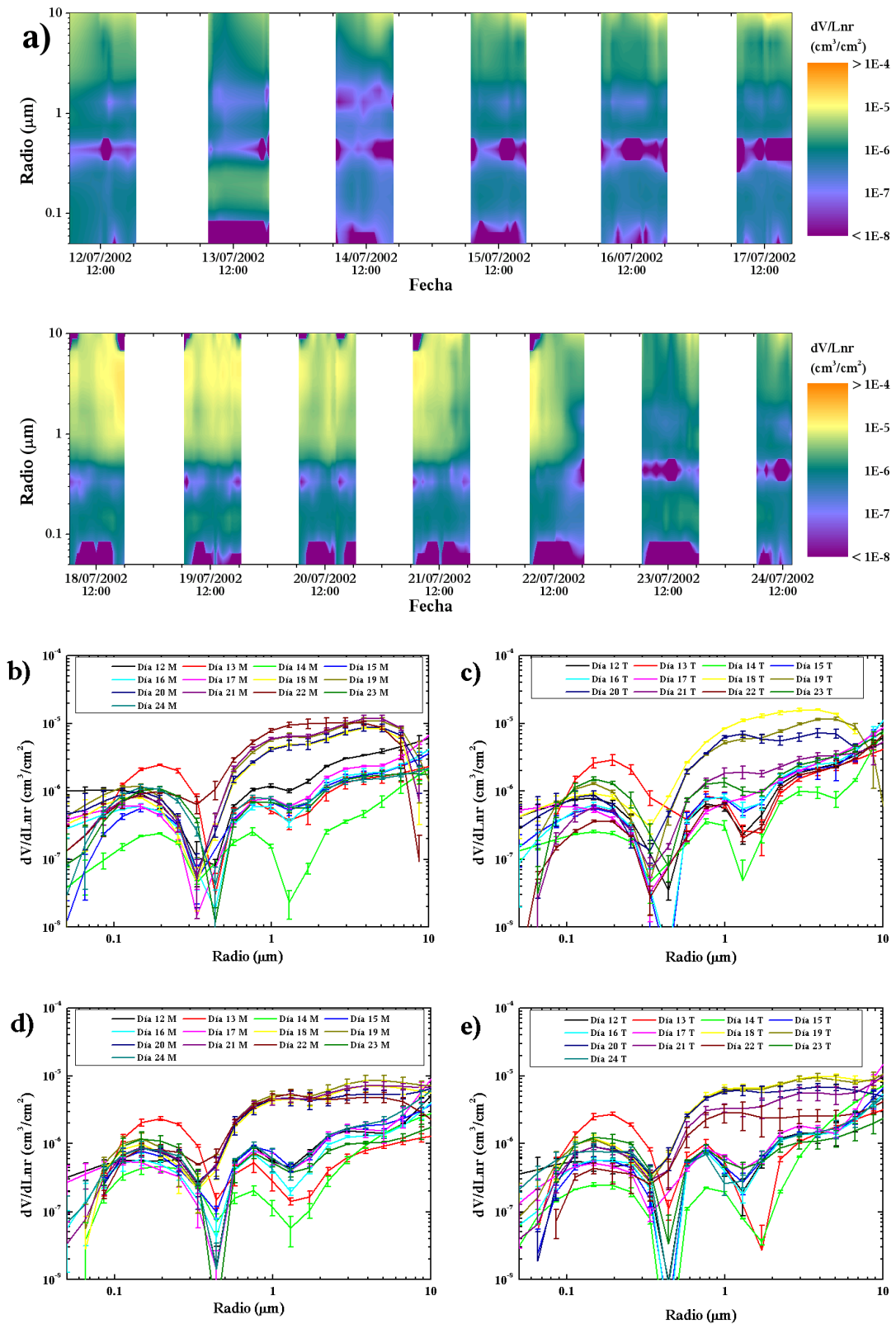


Figura V.12. a) Evolución temporal de las distribuciones de volumen en Armilla; b) y c) promedios de las inversiones del almucántar durante la mañana y tarde, respectivamente; d) y e) promedios de las inversiones del plano principal durante la mañana y tarde, respectivamente.

distribución de volumen para un tiempo dado, mientras que un corte horizontal nos muestra la evolución temporal del volumen por unidad logarítmica de radio para un radio determinado.

Las figuras V.12b y V.12c corresponden a las distribuciones promedio de las mañanas y las tardes, respectivamente, en almucántar; las figuras V.12d y V.12e son las obtenidas con el plano principal. Como las inversiones del almucántar corresponden a las horas extremas del día, y las del plano principal a las horas centrales, para analizar la evolución diaria de los promedios el procedimiento será el siguiente: almucántar mañana (figura V.12b), plano principal mañana (figura V.12d), plano principal tarde (figura V.12e), y almucántar tarde (figura V.12c).

Se observa que las distribuciones de volumen tienen un carácter trimodal. El primer modo se sitúa en torno a radios próximos a $0.2 \mu\text{m}$, el segundo modo en torno a $0.8 \mu\text{m}$ y un tercer modo que suele situarse en torno a $3 \mu\text{m}$. Para radios mayores a $5 \mu\text{m}$ se observa un incremento del volumen de partículas, el cual, en algunos casos, podría estar relacionado con el aumento del error en el método a partir de estos radios (Nakajima et al., 1996; Olmo et al., 2006, 2008). Para el análisis de las distribuciones de volumen se mantendrá la separación clásica entre radios menores y mayores a $0.5 \mu\text{m}$, modo de acumulación y modo de partículas grandes, respectivamente, según se planteó en el apartado IV.4.3.

En las figuras V.12 se observa una gran carga de partículas pequeñas (modo de acumulación) durante el día 13, superando el valor obtenido para el resto de los días. Al día siguiente, día 14, el volumen por unidad logarítmica de radio disminuyó considerablemente para todos los radios de partículas, lo que explica que se observen profundidades ópticas del aerosol bajas en este día. Entre los días 18 y 22 (periodo III) se observa un crecimiento importante del volumen por unidad logarítmica de radio para radios mayores a $0.5 \mu\text{m}$. También hay que destacar la disminución que se produce en este modo durante la tarde de los días 21 y 22. Estos resultados concuerdan con lo observado para las medidas de profundidad óptica del aerosol y su dependencia espectral, las cuales mostraban durante estas tardes un descenso de la carga de partículas junto con una disminución de la proporción de las partículas de mayor radio.

En general, exceptuando los días 18-22 (periodo III) y día 14, los volúmenes por unidad logarítmica de radio para radios mayores a $0.5 \mu\text{m}$ (modo de partículas grandes) se mantienen casi constantes durante toda la campaña. Sin embargo, los volúmenes por unidad logarítmica de radio para radios inferiores a $0.5 \mu\text{m}$ (modo de acumulación) muestran una mayor variabilidad de un día para otro, principalmente en el intervalo $0.05\text{-}0.1 \mu\text{m}$ del modo de acumulación. La gran variabilidad observada en este último intervalo podría estar relacionada, en algunos casos, con el aumento del error en la metodología para radios menores a $0.1 \mu\text{m}$ (Nakajima et al., 1996; Olmo et al., 2006, 2008).

También se observan pequeñas variaciones entre las distribuciones correspondientes a la mañana y la tarde, pudiendo estar relacionadas con la mayor resuspensión de partículas locales durante la tarde.

Tabla V.4. Contenido en volumen, radios modal y efectivo, y anchura de la distribución completa, de los modos de acumulación y de partículas grandes.

Distribución completa									
		$V_{cr} (\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2)$		$r_{m1} (\mu\text{m})$		$r_{efect} (\mu\text{m})$		σ_T	
		Media	Std	Media	Std	Media	Std	Media	Std
I	<i>Alm</i>	0.06	0.01	1.3	0.5	0.40	0.07	1.56	0.05
	<i>PP</i>	0.044	0.007	1.3	0.6	0.4	0.1	1.52	0.07
II	<i>Alm</i>	0.05	0.02	2.3	0.3	0.7	0.1	1.37	0.09
	<i>PP</i>	0.04	0.01	2.3	0.5	0.7	0.2	1.4	0.1
III	<i>Alm</i>	0.18	0.07	2.2	0.3	1.1	0.2	1.00	0.09
	<i>PP</i>	0.17	0.05	2.1	0.2	1.07	0.09	1.02	0.05
IV	<i>Alm</i>	0.06	0.02	1.5	0.3	0.5	0.1	1.46	0.06
	<i>PP</i>	0.043	0.009	1.3	0.4	0.5	0.1	1.50	0.06
Modo de acumulación									
		$V_{c1} (\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2)$		$r_{m1} (\mu\text{m})$		$r_{efect} (\mu\text{m})$		σ_1	
		Media	Std	Media	Std	Media	Std	Media	Std
I	<i>Alm</i>	0.022	0.008	0.16	0.03	0.15	0.03	0.40	0.07
	<i>PP</i>	0.016	0.008	0.16	0.03	0.14	0.03	0.46	0.09
II	<i>Alm</i>	0.007	0.002	0.13	0.02	0.12	0.02	0.44	0.04
	<i>PP</i>	0.007	0.001	0.15	0.02	0.14	0.02	0.44	0.06
III	<i>Alm</i>	0.011	0.004	0.15	0.02	0.13	0.02	0.46	0.06
	<i>PP</i>	0.011	0.003	0.17	0.02	0.16	0.02	0.44	0.04
IV	<i>Alm</i>	0.014	0.002	0.16	0.01	0.15	0.02	0.39	0.04
	<i>PP</i>	0.013	0.003	0.16	0.01	0.15	0.01	0.41	0.06
Modo de partículas grandes									
		$V_{c2} (\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2)$		$r_{m2} (\mu\text{m})$		$r_{efec2} (\mu\text{m})$		σ_2	
		Media	Std	Media	Std	Media	Std	Media	Std
I	<i>Alm</i>	0.04	0.01	3.7	0.3	2.7	0.3	0.72	0.03
	<i>PP</i>	0.03	0.01	3.4	0.3	2.4	0.2	0.78	0.03
II	<i>Alm</i>	0.04	0.02	3.9	0.3	2.9	0.2	0.71	0.02
	<i>PP</i>	0.035	0.009	3.9	0.6	2.9	0.6	0.73	0.08
III	<i>Alm</i>	0.17	0.07	2.8	0.4	2.2	0.3	0.68	0.03
	<i>PP</i>	0.15	0.04	2.6	0.2	2.0	0.1	0.75	0.03
IV	<i>Alm</i>	0.04	0.02	3.2	0.2	2.4	0.2	0.75	0.03
	<i>PP</i>	0.030	0.009	3.2	0.4	2.3	0.3	0.78	0.04

Parámetros de las distribuciones de volumen

Para analizar la evolución de las distribuciones de volumen del aerosol atmosférico a lo largo de la campaña se han utilizado las expresiones IV.27, IV.28 y IV.29 para obtener el contenido en volumen, el radio medio y efectivo, y las anchuras equivalentes de cada uno de los modos de partículas (0.05-0.5 μm y 0.5-10 μm), así como los parámetros de la distribución total (0.05-10 μm). En la tabla V.4 se muestran los valores promedio de estos parámetros, y en la figura V.13 se muestra la evolución temporal de los volúmenes para los dos modos y la distribución total, y los radios efectivos y modales. Tanto en la tabla V.4 como en la figura V.13 se han separado los resultados obtenidos con la inversión del almucántar y del plano principal.

En la tabla V.4 se observa que para el modo de partículas grandes los valores promedio de los contenidos en volumen son muy similares durante los periodos I, II y IV ($\sim 0.04 \mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$). Sin embargo, para el periodo III (días 18-22) los valores muestran un valor

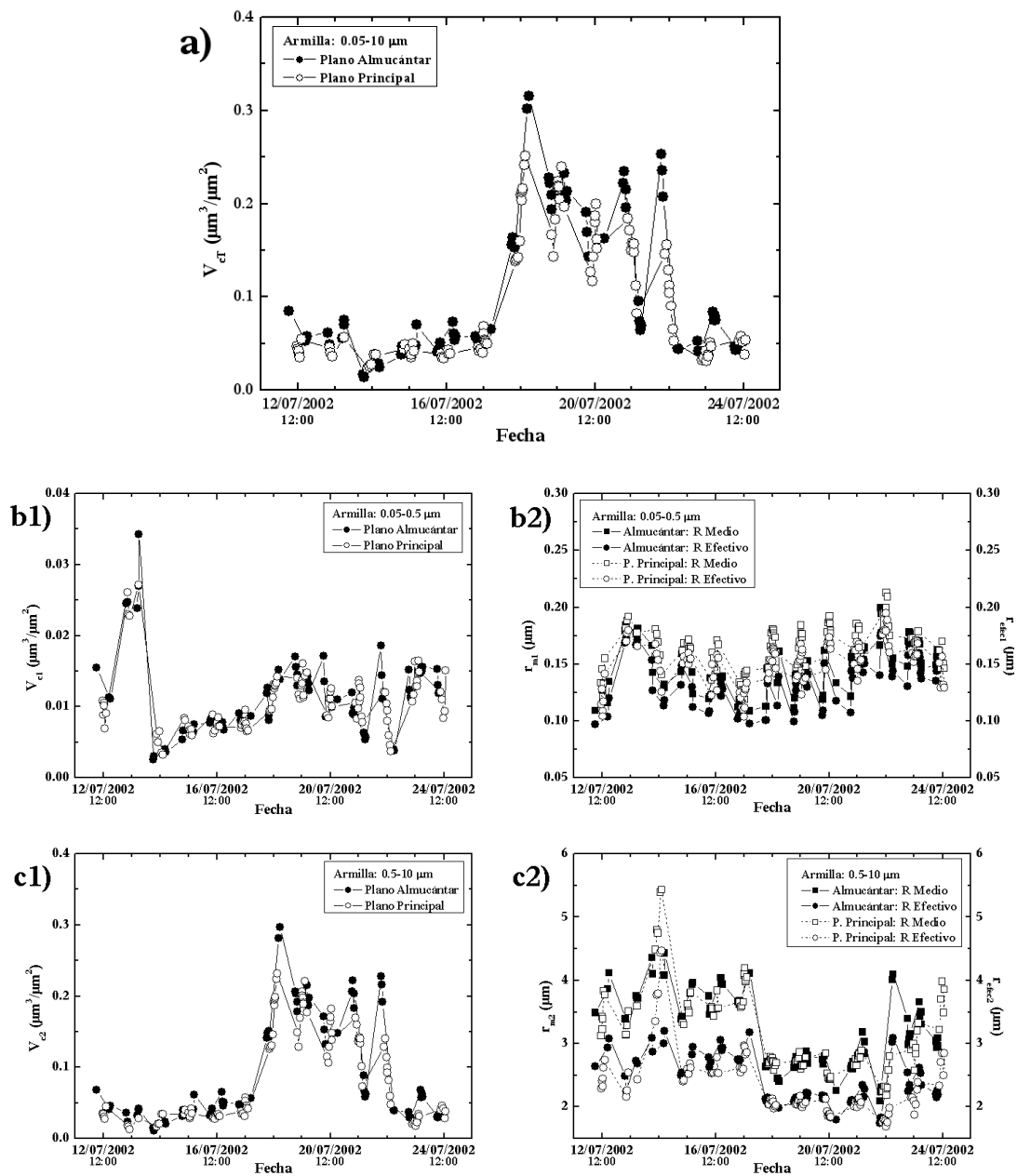


Figura V.13. Evolución de los contenidos en volumen, radios modales y efectivos de las distribuciones de volumen en Armilla para los intervalos de radio: a) 0.05-10 μm , b) 0.05-0.5 μm , y c) 0.5-10 μm .

promedio elevado, 0.15-0.17 $\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$. Además, entre los días 18-22 se observan variaciones importantes entre un día y otro, o incluso en algunos casos dentro de un mismo día. Así, en las últimas horas del día 18 se alcanza un valor de 0.32 $\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$, mientras que para el día 19 el valor es próximo a 0.20 $\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$, lo que supone una diferencia del 40%. Para los días 21 y 22 los contenidos en volumen varían a lo largo del día desde 0.20 $\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$ hasta 0.10 $\mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$, coincidiendo esta disminución con el descenso observado en los valores de la profundidad óptica del aerosol a lo largo del día. Los radios modales, efectivos y anchura del modo presentan evoluciones semejantes. Los periodos I, II y IV muestran valores promedio similares, y el periodo III muestra valores claramente inferiores. A pesar de ello el periodo

IV, días 23-24, muestra valores promedio en estos parámetros algo inferiores a los obtenidos en los primeros días de la campaña (días 12-17). Esta pequeña diferencia en el último periodo podría deberse a la presencia de partículas procedentes del periodo III.

El modo de acumulación muestra una mayor variabilidad a lo largo de la campaña, fundamentalmente en el contenido en volumen. Aunque tanto el radio modal como la anchura del modo se muestran similares durante toda la campaña, su contenido en volumen muestra que en el periodo I (días 12-13) fue muy superior al resto de la campaña, llegando incluso a triplicar el contenido en volumen de otros días. El día 14 se produjo un descenso muy acusado del modo de acumulación, y en los días sucesivos se observa una tendencia creciente con el tiempo hasta alcanzar un valor de $0.015 \mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$ el día 19 (figura V.13). Para los últimos días de la campaña sus valores se mantienen en torno a $0.014 \mu\text{m}^3/\mu\text{m}^2$.

Todas estas variaciones en cada uno de los modos también se reflejan en los parámetros calculados para la distribución total (0.05-10 μm). Así, sobre la distribución total, se produce una mayor influencia del modo de acumulación en el primer periodo (días 12-13), y del modo de partículas grandes en el periodo III (días 18-22).

Índice de refracción, albedo de dispersión simple y parámetro de asimetría

Durante la campaña en Armilla, la parte real del índice de refracción efectivo calculado se mantiene bastante estable, próximo a 1.59 (tabla V.5), tanto para las inversiones realizadas con el almucántar como con el plano principal.

Tabla V.5. Valores medios y desviaciones estándar del índice de refracción ($n-ik$), parámetro de asimetría y albedo de dispersión simple.

		n		g_{1020}		g_{870}		g_{670}		g_{440}	
		Media	Std.	Media	Std.	Media	Std.	Media	Std.	Media	Std.
I	Alm	1.59	0.01	0.58	0.06	0.59	0.03	0.614	0.007	0.66	0.02
	PP	1.59	0.01	0.61	0.07	0.61	0.04	0.63	0.02	0.67	0.02
II	Alm	1.600	0.001	0.66	0.02	0.65	0.02	0.65	0.02	0.67	0.02
	PP	1.600	0.001	0.66	0.03	0.65	0.03	0.65	0.02	0.68	0.01
III	Alm	1.596	0.009	0.661	0.008	0.661	0.007	0.671	0.008	0.70	0.01
	PP	1.60	0.01	0.67	0.01	0.67	0.01	0.68	0.01	0.72	0.01
IV	Alm	1.58	0.02	0.60	0.01	0.60	0.01	0.62	0.01	0.672	0.008
	PP	1.59	0.01	0.60	0.03	0.60	0.03	0.62	0.02	0.67	0.01
		k		$\omega_{0,1020}$		$\omega_{0,870}$		$\omega_{0,670}$		$\omega_{0,440}$	
		Media	Std.	Media	Std.	Media	Std.	Media	Std.	Media	Std.
I	Alm	0.016	0.002	0.82	0.04	0.83	0.05	0.86	0.04	0.89	0.03
	PP	0.0196	0.0006	0.80	0.05	0.81	0.05	0.83	0.05	0.86	0.04
II	Alm	0.007	0.006	0.84	0.04	0.84	0.04	0.85	0.03	0.88	0.02
	PP	0.011	0.007	0.82	0.04	0.82	0.04	0.84	0.03	0.87	0.03
III	Alm	0.005	0.002	0.91	0.03	0.90	0.03	0.89	0.03	0.89	0.02
	PP	0.009	0.004	0.86	0.03	0.85	0.03	0.84	0.03	0.84	0.03
IV	Alm	0.013	0.004	0.84	0.03	0.85	0.03	0.87	0.03	0.89	0.02
	PP	0.017	0.005	0.82	0.05	0.83	0.05	0.85	0.05	0.88	0.04

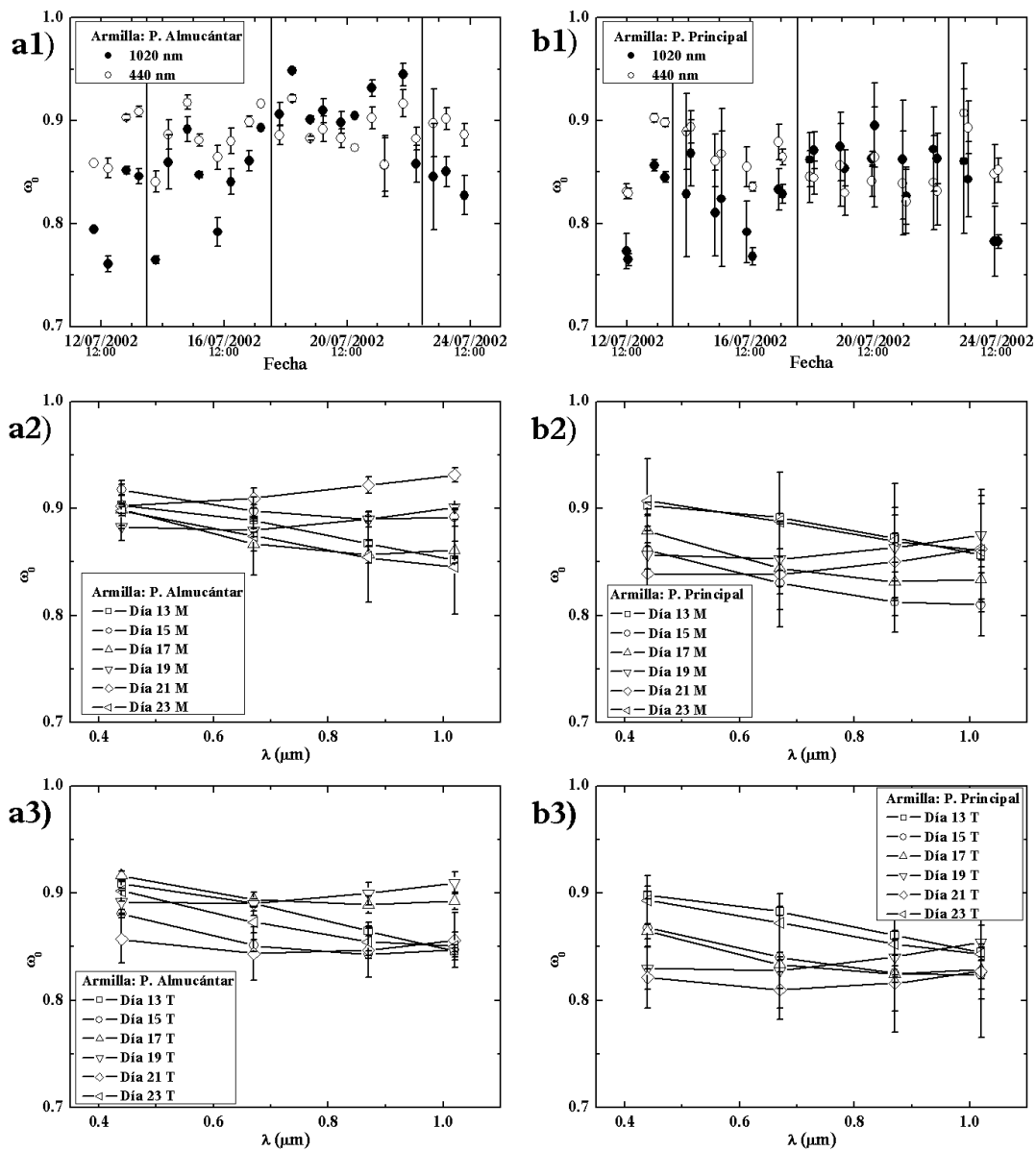


Figura V.14. Evolución y dependencia espectral del albedo de dispersión simple obtenido con la configuración del almucántar (a1, a2, a3) y el plano principal (b1, b2, b3) en Armilla.

Para la parte imaginaria del índice de refracción efectivo encontramos una diferencia (plano principal-almucántar) de 0.004 (tabla V.5), siendo esta diferencia del orden de la desviación estándar en la mayoría de los periodos considerados. En el apartado IV.7 se mostró que la diferencia absoluta en la parte imaginaria del índice de refracción efectivo entre ambos procedimientos era de 0.0016 con desviación estándar 0.0028. Por tanto, el aumento de la parte imaginaria del índice de refracción efectivo en las horas centrales del día nos indica que el aerosol atmosférico presenta una mayor capacidad de absorción a estas horas.

Por otro lado, se observa que durante los periodos I y IV (días 12-13 y 23-24) se obtienen los valores más altos de la parte imaginaria del índice de refracción (tabla V.5). En el periodo III (días 18-22) se obtienen los valores más bajos de la campaña (tabla V.5).

Al comparar los resultados en columna del albedo de dispersión simple efectivo obtenidos (figuras V.14), lo más notable es el cambio de dependencia espectral que encontramos durante el periodo III (días 18-22). Para mayor claridad en los resultados, en las figuras V.14 se ha omitido la representación de algunos días y las desviaciones estándar de los promedios, las cuales son inferiores al 4%. Además, se observa que el albedo de dispersión simple no cambia en 440 nm a lo largo de la campaña, mientras que en las longitudes de onda más largas se dan las mayores variaciones (tabla V.5). Dado que las longitudes de onda más cortas se ven más afectadas por las partículas de menor radio, podemos decir que el carácter absorbente en estas partículas se mantiene durante la campaña. Por tanto, son las variaciones de las partículas de mayor radio las que producirán los cambios en el carácter absorbente a lo largo de la campaña. De todos modos, el valor promedio de la parte imaginaria del índice de refracción efectivo y del albedo de dispersión simple nos indican que el aerosol atmosférico en Armilla durante la campaña VELETA 2002 muestra una componente absorbente importante.

Por otro lado, las inversiones obtenidas con la configuración del plano principal muestran albedos de dispersión simple efectivos algo más bajos (tabla V.5 y figuras V.14), lo que sería de esperar debido a su relación con la parte imaginaria del índice de refracción. Estos resultados muestran que el carácter absorbente del aerosol atmosférico durante la campaña de Armilla es mayor en las horas centrales del día.

En cuanto al promedio del parámetro de asimetría efectivo en la columna atmosférica, se observa que las mayores dependencias espectrales se dan durante los días 12-13 y 23-24 (periodos I y IV) (figura V.15). Para mayor claridad, en la figura V.15 no se muestran las desviaciones estándar de los promedios, las cuales son inferiores al 4%. En estos días el parámetro de asimetría en las longitudes de onda largas es igual o inferior a 0.60, mientras que en el resto de los días es superior a 0.65 (tabla V.5). Estos valores indican que durante los periodos I y IV el aerosol atmosférico presenta en la columna una menor proporción de partículas grandes. En cambio, los valores del parámetro de asimetría en 440 nm muestran una estabilidad a lo largo de la campaña, aumentando ligeramente durante el periodo III (días 18-22) como consecuencia del aumento de partículas con radios más grandes. Además, en el periodo III (días 18-22) encontramos los valores más altos del parámetro de asimetría en el resto de longitudes de onda. Estos resultados concuerdan con el aumento del modo de partículas grandes observado en las distribuciones de volumen.

En definitiva, los resultados obtenidos utilizando la metodología de inversión para las medidas de radiancia del cielo en la configuración del almucántar y del plano principal concuerdan con los cuatro periodos que aparecían al analizar las profundidades ópticas del aerosol. Además, los periodos I (días 12 y 13) y IV (días 23 y 24) muestran propiedades similares. Los resultados también muestran un aumento del carácter absorbente del aerosol atmosférico durante las horas centrales del día.

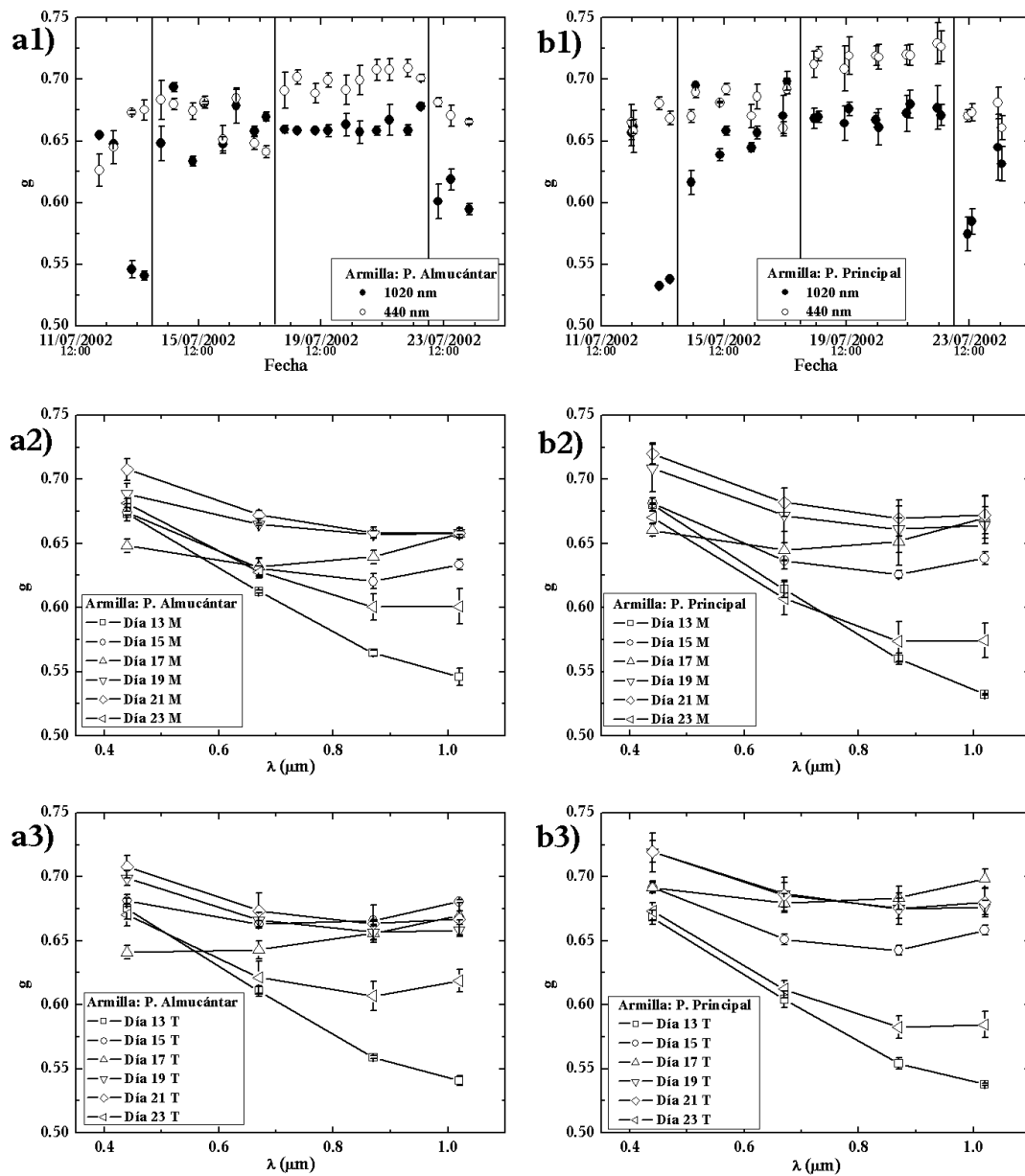


Figura V.15. Evolución y dependencia espectral del parámetro de asimetría obtenido con almacantar (a1, a2, a3) y el plano principal (b1, b2, b3) en Armilla.

V.3.3 DISCUSIÓN

En este apartado de discusión de los resultados incluiremos también un análisis de las principales fuentes de partículas que afectaron a nuestra región de estudio (Armilla) durante la campaña VELETA 2002. Discutiremos los resultados siguiendo los periodos temporales analizados en los apartados anteriores.

V.3.3.1 Días 12 y 13. Periodo I

El aerosol atmosférico correspondiente al periodo I (días 12 y 13) se clasificó como continental, urbano o quema de biomasa a partir del diagrama α - δ (figura V.8). Las

distribuciones de tamaño mostraron un gran volumen de partículas en el modo de acumulación (radios < 0.5 μm). Además, los valores del albedo de dispersión simple en 670 nm mostraron valores bajos (0.86 ± 0.04), lo cual nos indica un aerosol continental contaminado por efectos antropogénicos o de quema de biomasa.

Los valores de los distintos parámetros para el aerosol continental contaminado que se encuentran en la bibliografía discrepan con los obtenidos aquí. Omar et al. (2005) muestran un valor de 0.0063 para la parte imaginaria del índice de refracción y 0.92 para el albedo de dispersión simple en 673 nm. En cambio, nuestros valores se encuentran más próximos a los valores dados en la bibliografía para el aerosol procedente de la quema de biomasa o urbano: Omar et al. (2005) $\omega_{0,673}=0.80$, $n=1.5202$, $k=0.0245$ (quema de biomasa); Dubovik et al. (2002) $\omega_{0,670}=0.84$, $n=1.51$, $k=0.021$ (quema de biomasa en la Sabana Africana); Dubovik et al. (2002) $\omega_{0,670}=0.88$, $n=1.47$, $k=0.014$ (urbano-industrial en Mexico City); Meloni et al. (2006) $\omega_{0,413}=0.87$, $\omega_{0,868}=0.82$ (quema de biomasa y urbano en Lampedusa). Además, en nuestro caso la variación espectral del albedo de dispersión simple disminuye con la longitud de onda, siendo similar en los valores a los resultados encontrados por Dubovik et al. (2002) y Eck et al. (2001a, b) en el caso de aerosol urbano y procedente de quemas de biomasa.

Por otro lado, las retrotrayectorias de las masas de aire en estos días habían sido clasificadas como marítimas polares. Por tanto, surge la cuestión de cual es la causa de estas discrepancias. Al analizar las retrotrayectorias de las masas de aire se observa que atravesaron la Península Ibérica de noroeste a sureste para llegar a la zona de estudio. Por tanto, las fuentes de este aerosol contaminado podrían encontrarse en la Península Ibérica.

La Convention on Large-range Transboundary Air Pollution (LRTAP) creó el programa EMEP (European Monitoring and Evaluation Programme) para coordinar esfuerzos e intentar resolver los problemas de la contaminación ambiental transfronteriza. El objetivo de este programa es proveer regularmente a los gobiernos y cuerpos secundarios bajo la LRTAP información con calidad científica para apoyar el desarrollo y promover las evaluaciones de los protocolos internacionales sobre las reducciones de emisiones negociadas dentro de la Convention. Así, según el informe de EMEP 1/2004 referente a las emisiones en el año 2002, a lo largo de las trayectorias de la masa de aire (figuras V.5) se encuentran fuentes importantes de emisiones de óxidos de azufre (SO_x) y óxidos de nitrógeno (NO_x) en Galicia y Asturias, posiblemente como consecuencia de las centrales térmicas que se encuentran en dichos lugares, y en Lisboa, Oporto y Sines en Portugal (figuras V.16) (Klein et al., 2004a; Klein et al., 2004b). También se observa cómo en el centro de Castilla-La Mancha existe una fuente importante de SO_x debido posiblemente a la refinería petrolífera de Puertollano. Además, los núcleos urbanos de Madrid, Oporto, Lisboa y Sines aparecen como fuentes importantes de compuestos orgánicos volátiles exceptuando el metano (NMVOC).

Un tipo de fuentes eventuales importante en las fechas en las que se desarrolló VELETA 2002 son los incendios forestales. A partir de la Web Fire Mapper (<http://maps.geog.umd.edu>), basada en el proyecto MODIS Rapid Response System, podemos obtener información sobre los incendios en la región (Justice et al., 2002). El proyecto MODIS Rapid Response System fue creado para tener un rápido acceso a los datos

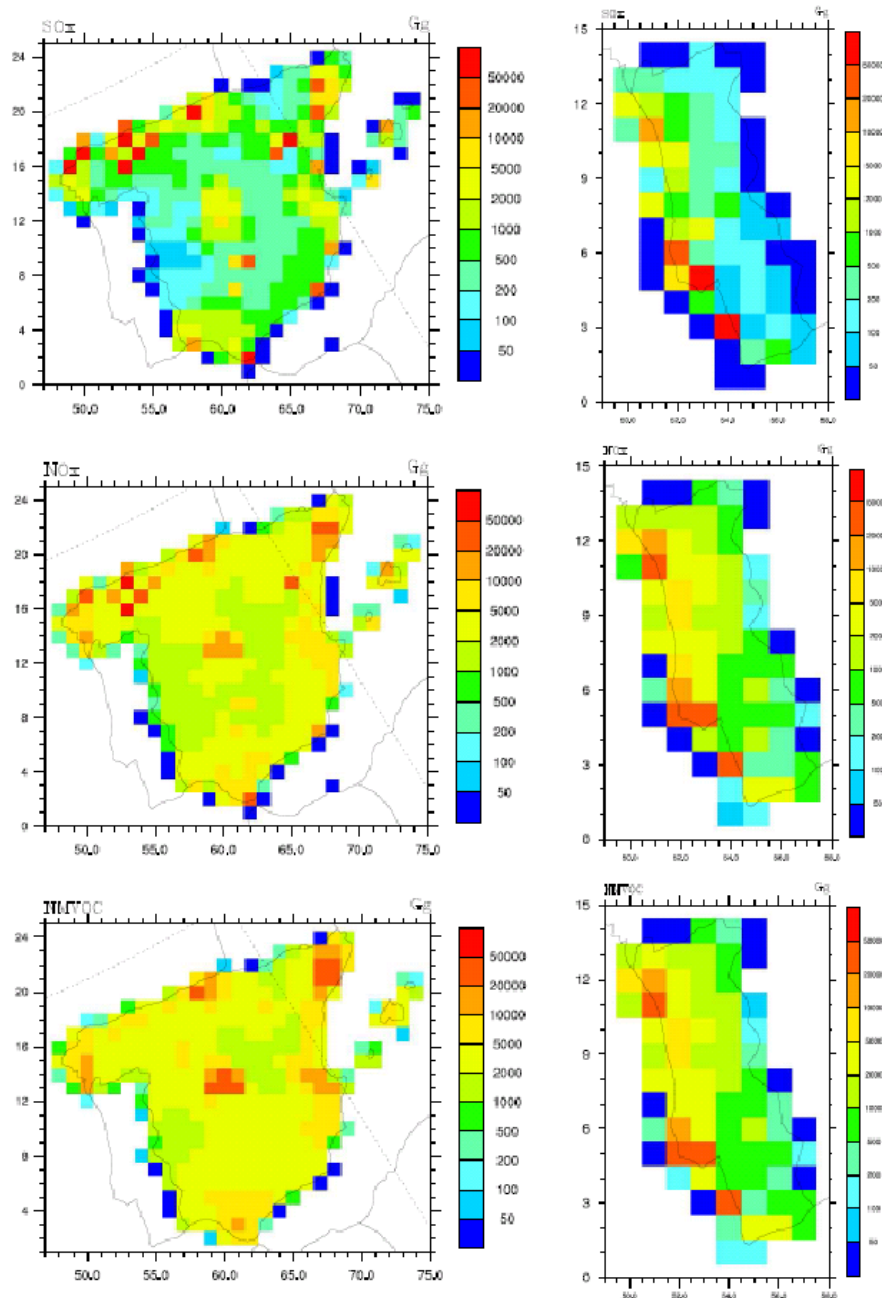


Figura V.16. Emisiones totales (Gg) en España y Portugal en el 2002 (fuente: EMEP 1/2004).

del Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS). El espectroradiómetro MODIS dispone de una alta sensibilidad radiométrica (12 bit) en 36 bandas espectrales entre las longitudes de onda de 0.4 y 14.4 μm , y es un instrumento clave a bordo de los satélites Terra (EOS AM) y Aqua (EOS PM), puestos en órbita el 18 de diciembre de 1999 y el 4 de mayo de 2002, respectivamente. El algoritmo de detección de incendios de la Web Fire Mapper utiliza la fuerte emisión en el infrarrojo medio que producen los incendios. El incendio activo más pequeño que puede detectar este sistema es de 100 m^2 con una probabilidad del 50%. En condiciones ideales (observación nadir, superficie homogénea, no existe otro incendio cercano, y en ausencia de nubes, humo denso y reflexiones solares)

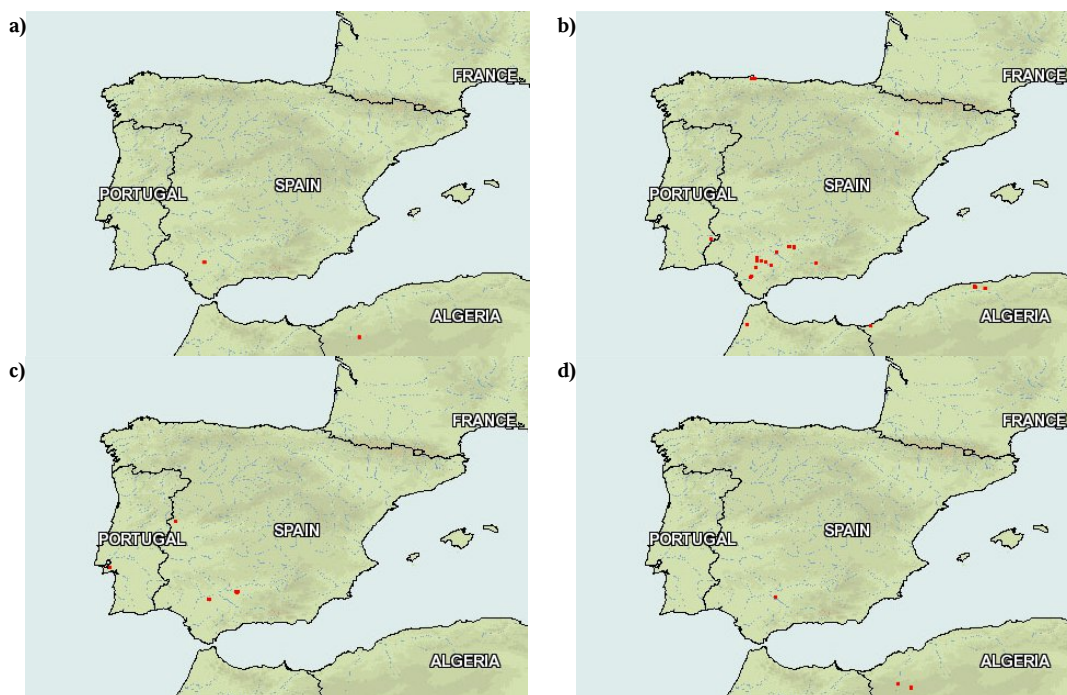


Figura V.17. Incendios detectados por la Web Fire Mapper en los días 10 (a), 11 (b), 12 (c) y 13 (d).

puede detectar un incendio de 50 m^2 con una probabilidad cercana al 100%. De todos modos este algoritmo no puede determinar el tamaño exacto del incendio activo, y además su localización se encontrará dentro de un píxel de 1 km. Por otro lado, si existe un frente del fuego superior a un 1 km, aparecerá como varios fuegos activos en línea (Justice et al., 2002).

Como se observa en la figura V.17, los incendios detectados en estos días y en los días anteriores por el sensor MODIS son muy pocos y son de corta duración por su falta de continuidad, es decir, no existieron grandes incendios en la zona durante estos días. Además, durante el día 14, el cual mostraba una carga muy pequeña de partículas, el número de incendios detectados es mayor (figura V.19a). Por consiguiente, los incendios detectados durante estos días no fueron suficientes para producir las partículas observadas en el modo de acumulación de nuestras distribuciones de tamaño.

Pero existe otra posibilidad sobre el origen de las partículas observadas estos días. Esta nueva posibilidad se encuentra al observar las imágenes de satélite en el origen de las retro trayectorias, es decir, en la costa este de Canadá y EE.UU. En las imágenes de color compuesto del MODIS del día 7 (comienzo de la retro trayectoria del día 12) sobre la costa este americana, se observa una importante nube de humo (figura V.18). En la composición de estas imágenes se utilizan las bandas 1, 4, 3 correspondientes a 670, 565 y 479 nm. Esta nube de humo observada podría ser el consecuencia de los incendios de la Península del Labrador (la Web Fire Mapper detecta varios incendios de cierta importancia). En las imágenes de días sucesivos se puede observar la trayectoria que sigue esta nube, y la cual coincide con la calculada por el modelo HYSPLIT. Esta masa de aire alcanza la Península Ibérica entre los

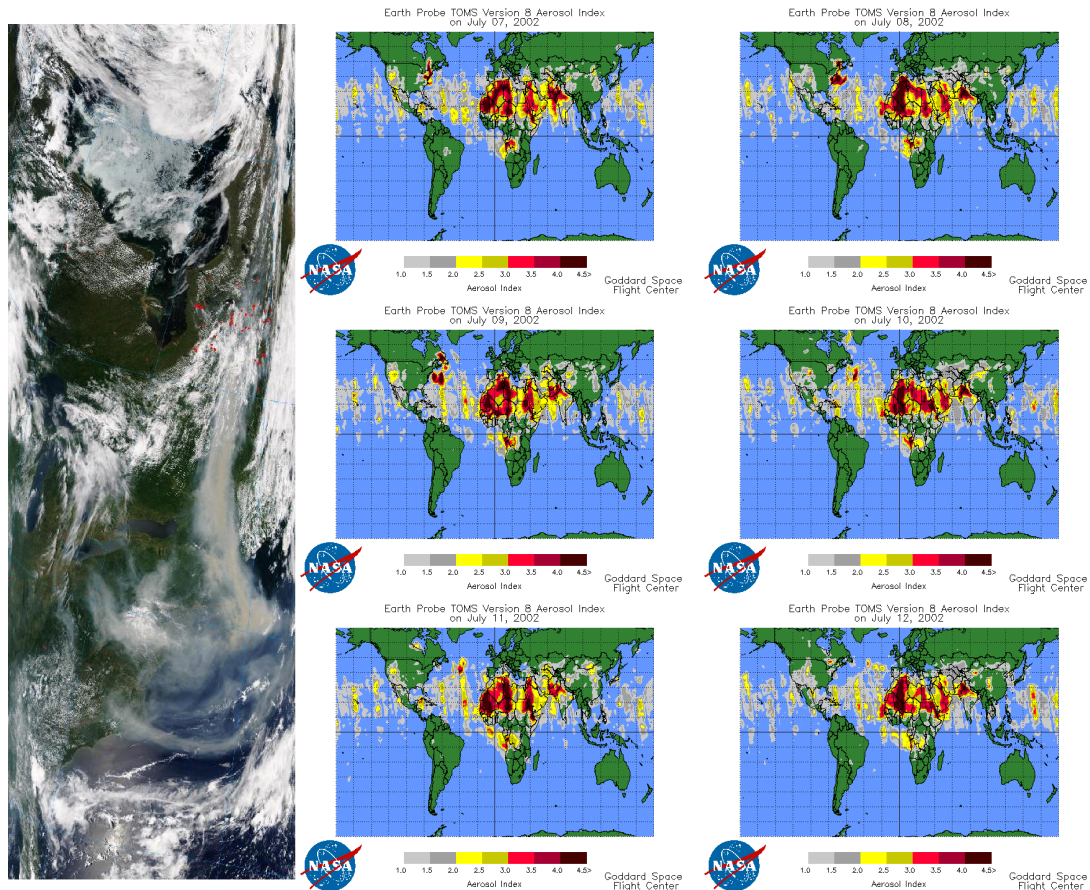


Figura V.18. A la izquierda imagen del MODIS-TERRA del día 7 de julio de 2002 de la costa este de América. A la derecha la evolución de AI entre los días 7 y 12 de julio de 2002.

días 12 y 13, aunque bastante difuminada. Esta nube puede ser detectada igualmente en las imágenes de otros sensores situados en satélites como las del sensor SeaWiFS.

Pero no sólo la visualización de las imágenes indican la trayectoria de esa masa de aire. Además, podemos evaluar el Índice de Aerosoles (AI) a partir del Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS) (<http://toms.gsfc.nasa.gov/>). El AI se calcula a partir de la radiancia observada en 360 nm, y es una medida de la radiación dispersada hacia atrás en el UV por la atmósfera con aerosol respecto a la de una atmósfera puramente molecular (http://toms.gsfc.nasa.gov/aerosols/AI_definition/ai_ep_definition.pdf). No es conveniente utilizar este parámetro de manera absoluta, pero sí de un modo relativo. En la figura V.18 se muestra la evolución de AI entre los días 7 y 12, evidenciando la presencia de dicha nube desde la costa este del continente americano hasta la Península Ibérica, donde llega bastante difuminada.

Por otro lado, el Naval Research Laboratory (NRL) in Monterey, C.A., ha desarrollado un sistema para la predicción de las partículas troposféricas del aerosol, llamado Navy Aerosol Analysis and Prediction System (NAAPS, <http://www.nrlmry.navy.mil/aerosol>). El modelo NAAPS es una modificación del desarrollado por Christensen (1997). Los datos usados por el NAAPS corresponden a los datos meteorológicos globales de los análisis y predicciones de la Navy Operational Global Atmospheric Prediction System (NOGAPS) en una rejilla de

1x1 grado, en intervalos de 6 horas y con 24 niveles verticales alcanzando los 100 mb. En este sentido, los resultados del modelo NAAPS muestran la evolución de una carga de partículas importante originada en el este de Norteamérica que alcanza la Península Ibérica entre los días 12 y 13. El modelo indica además que se trata de humo y partículas sulfatadas originadas en el este de EE.UU. También muestra que las partículas de humo no llegan a la Península Ibérica, pero sí una gran cantidad de las partículas sulfatadas.

Por tanto, todo parece indicar que durante los días 12 y 13 el modo de acumulación de nuestras distribuciones de tamaño en Armilla se encuentra bajo la influencia de partículas procedentes de incendios de biomasa. Además, dadas las evidencias, podríamos concluir que las partículas del modo de acumulación en estos días, el cual presenta los valores más altos de la campaña, tiene contribuciones cuyo origen no se encuentra en la Península Ibérica, sino que nos encontramos ante un transporte de partículas a larga distancia, desde América del Norte hasta Europa.

V.3.3.2 Día 14

Aunque en todas las consideraciones realizadas anteriormente el día 14 se ha introducido junto con los días 15-17 (Periodo II), como ya se comentó en el apartado V.3.1., este día parecía ser de transición como mostraban las trayectorias de las masas de aire (figuras V.5). Por tanto, vamos a mostrar algunas características de las partículas del aerosol de este día.

En el día 14 la masa de aire a 3000 m s.n.m. tiene un origen cercano al Polo Norte, y en su trayectoria atraviesa la Península Ibérica de norte a sur. En cambio, a 1500 m s.n.m. las masas de aire no tienen un gran desplazamiento, estando su origen en la misma Península, más concretamente en la costa de Cataluña. Así, la profundidad óptica del aerosol muestra valores muy bajos (0.04 ± 0.01 en 670 nm y 0.07 ± 0.02 en 440 nm) sin una gran dependencia espectral ($\alpha_{440-1020} = 1.00 \pm 0.14$). Estos valores son similares a los encontrados por Smirnov et al (1995) ($\delta_{550} = 0.09$ y $\alpha_{440-1020} = 0.99$) y Toledano et al. (2009) ($\delta_{440} = 0.08 \pm 0.05$ y $\alpha_{440-1020} = 0.88 \pm 0.44$) para masas de aire marítimas árticas. Además, las inversiones muestran que el volumen de partículas de este día es muy inferior al del resto de la campaña. Aunque en las primeras horas las partículas muestran una absorción mayor, posiblemente debido a partículas remanentes de los días anteriores y a la influencia antropogénica local, después, a medida que transcurre el día, la absorción es menor. En este día encontramos también el contenido de agua precipitable más bajo de toda la campaña.

Notemos que, a pesar de una mayor detección de incendios por parte de la Web Fire Mapper (figura V.19a) durante este día, y de que tanto la trayectoria a 1500 m s.n.m. como la de 3000 m s.n.m. muestran caminos con fuentes importantes de sulfatos, nitratos y NMVOC (zona de Barcelona, centrales térmicas de Escatrón, Utrillas y Castellón de la Plana a 1500 m, y zona de Bilbao, Madrid y Puertollano a 3000 m), las propiedades de las partículas sobre la zona en este día no muestran las características de las partículas contaminadas.

En definitiva, durante el día 14 se produjo sobre nuestra zona una limpieza de partículas en la columna atmosférica, debido fundamentalmente a las masas de aire de 3000 m s.n.m.

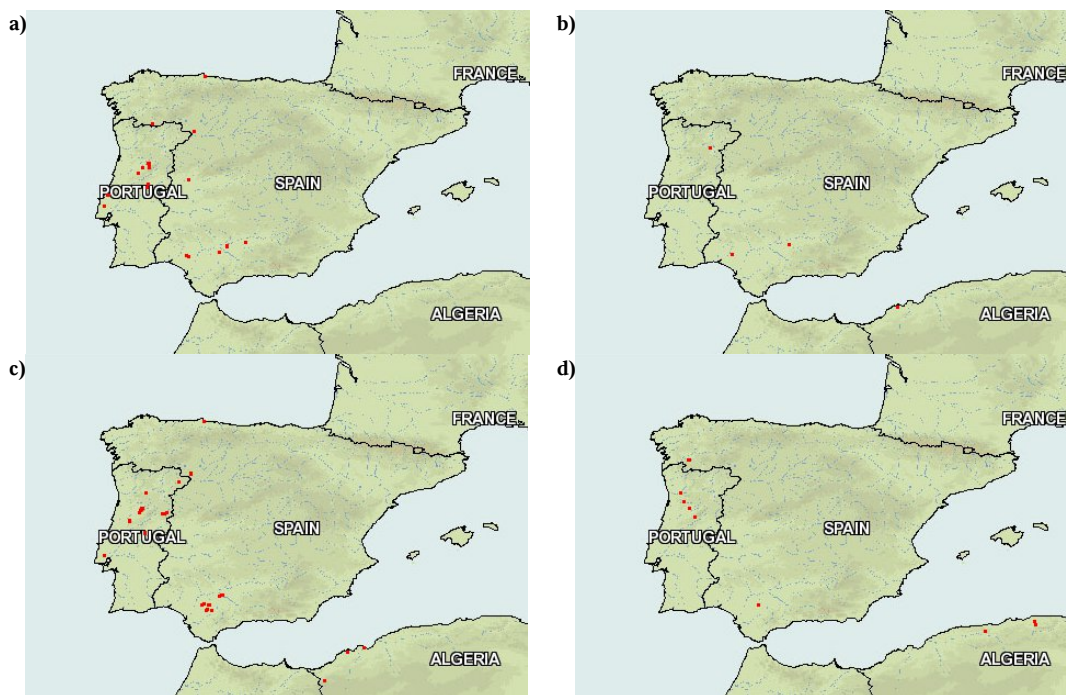


Figura V.19. Incendios detectados por la Web Fire Mapper en los días 14 (a), 15 (b), 16 (c) y 17 (d).

provenientes del Ártico. Estas masas de aire tenían un desplazamiento horizontal considerable, lo que permite un barrido de las partículas a esos niveles. Además, estas masas de aire produjeron el descenso de temperatura observado que, unido a las bajas velocidades del viento en los niveles inferiores, permiten que no tengan mucha influencia los fenómenos de resuspensión local. Por tanto, el resultado final es un bajo contenido de partículas del aerosol durante este día.

V.3.3.3 Días 15-17. Periodo II

Estos tres días presentaron unas profundidades ópticas del aerosol bajas (0.07 ± 0.01 en 670 nm y 0.13 ± 0.02 en 440 nm), una dependencia espectral de la profundidad óptica del aerosol de 1.04 ± 0.09 y unos valores del contenido de agua precipitable entorno a 1.6 ± 0.1 . Teniendo en cuenta estas propiedades, junto con la información aportada por las retrotrayectorias, habíamos clasificado este aerosol como marítimo polar. Estos resultados son equivalentes a los encontrados por Toledano et al. (2009) en la estación de El Arenosillo (Huelva) para un tipo de aerosol marítimo polar ($\delta_{440} = 0.12 \pm 0.06$ y $\alpha_{440-1020} = 1.02 \pm 0.43$).

Como se observa en la figura V.19, la Web Fire Mapper detecta para los días 14 a 17 un mayor número de incendios de biomasa que en los 12 y 13. Por otro lado, el modo de acumulación de las distribuciones de tamaño para estos días en ningún momento alcanza los niveles de los días 12 y 13, y las características de las partículas son semejantes a las observadas en el día 14.

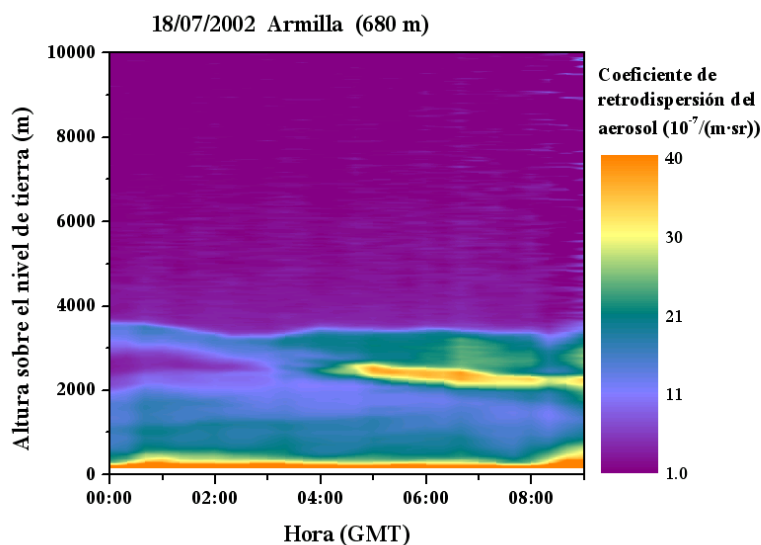


Figura V.20. Coeficiente de retrodispersión del aerosol medida por el Lidar IST el día 18 en Armilla.

V.3.3.4 Días 18-20. Periodo III

Entre los días 18 y 20 todos los parámetros indican que las partículas del aerosol en la columna atmosférica son de tipo desértico, a pesar de que las retrotrayectorias calculadas no muestran un origen claro de las masas de aire en las zonas desérticas del Norte de África. Los valores de las profundidades ópticas, dependencia espectral, albedo de dispersión simple, dependencia espectral del albedo de dispersión simple (incrementándose con la longitud de onda o dependencia neutral) y parámetros de asimetría obtenidos son del orden de los que se encuentran en la literatura para masas de aire con influencia de polvo mineral (Dubovik et al., 2002; Collaud Coen et al., 2004; Lyamani et al., 2006, Toledano et al, 2009).

Aunque el objetivo de este trabajo es el estudio de las propiedades integradas en la columna y no su distribución vertical, en este caso recurriremos a las medidas de los instrumentos lidar que se utilizaron en la campaña para intentar aclarar qué es lo que sucedió en estos días. Al estudiar estas medidas (Molero et al. 2005) encontramos en el día 18 una capa con un alto coeficiente de retrodispersión a una altura entorno a los 2000 m sobre el nivel de la estación (figura V.20).

Por tanto, en un principio podríamos pensar que el modelo HYSPLIT falla en la predicción del origen de la masa de aire en estos días, a pesar de que como hemos observado en los días 12 y 13 es capaz de predecir con bastante acierto la trayectoria de las masas de aire. Ahora bien, como hemos dicho, y se puede observar en la figura V.20, esta capa que afectó a la estación de Armilla se encontraba a una altura sobre el lugar bien definida. Esta altura a la que se encuentra esta capa no coincide con las alturas calculadas anteriormente con el modelo HYSPLIT. Por tanto, para aclarar si el modelo HYSPLIT muestra un origen de tipo desértico se calcularon las retrotrayectorias entre 2000 y 5000 m sobre el nivel de superficie. En la figura V.21 se presentan estas retrotrayectorias para el día 19. Como se

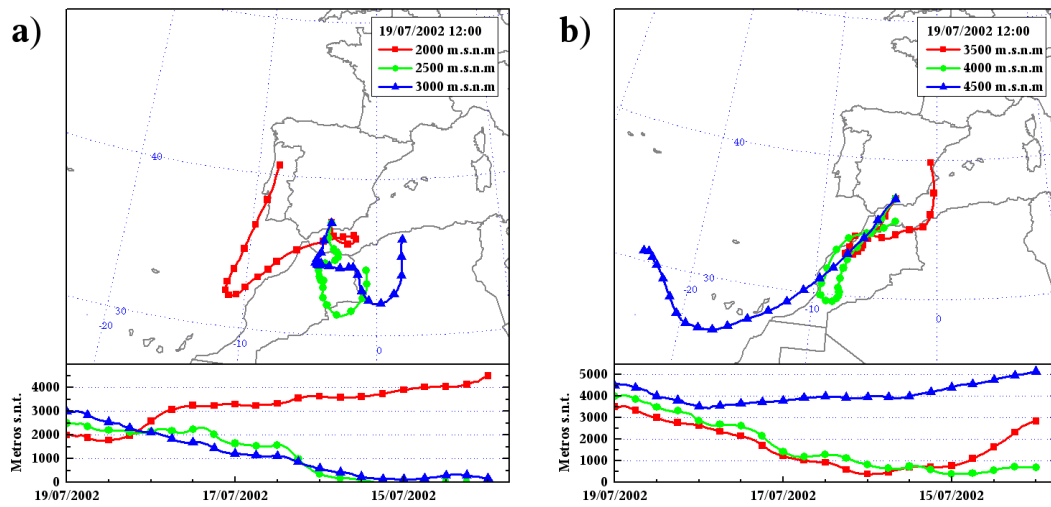


Figura V.21. Retrotraectorias a distintas alturas calculadas para Armilla para el día 19.

puede observar, las retrotraectorias correspondientes a estas masas de aire pasan sobre las zonas desérticas de Argelia y Marruecos, y por lo tanto podrían arrastrar polvo mineral.

Por otro lado, las imágenes de satélite muestran que todo el Norte de África esta dominado por una nube de polvo mineral durante todo el periodo de la campaña, penetrando en el Mediterráneo en algunos días (figura V.22). Igualmente el modelo NAAPS predice la presencia de una gran carga de polvo mineral sobre el Norte de África.

Además, debido a las bajas presiones en superficie y a las altas presiones en los niveles más altos sobre el Norte de África (figuras V.3, V.4), las partículas de polvo mineral pueden

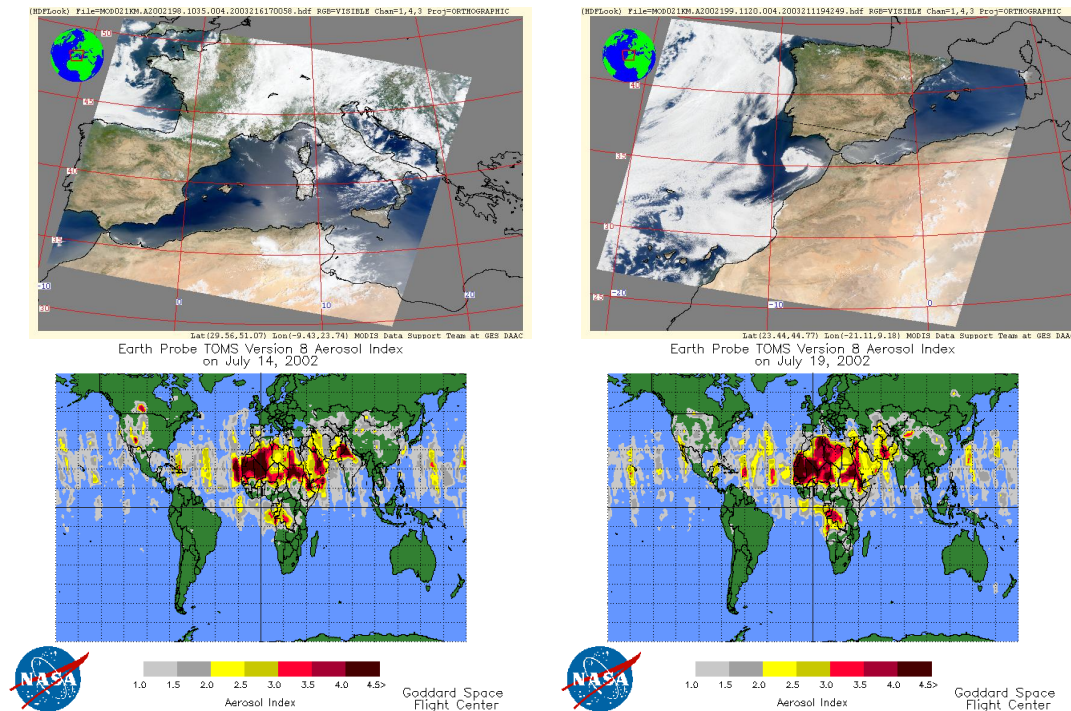


Figura V.22. Imágenes satélite MODIS-TERRA georeferenciadas y AI para los días 14 y 19.

desplazarse horizontalmente debido a su confinamiento en altura. En este sentido, cualquier retrotrayectoria que atravesase el Norte de África podría arrastrar polvo mineral que se encuentre en suspensión bajo estas condiciones sinópticas, lo que se pone de manifiesto en nuestros resultados para el periodo III.

También se ha observado para el periodo III que el albedo de dispersión simple en 440 nm y las propiedades del modo de acumulación apenas cambian con respecto a los días anteriores. Como el polvo mineral sahariano contiene fundamentalmente partículas que se sitúan en el modo de partículas grandes ($>0.5 \mu\text{m}$), lo cual se aprecia en nuestras distribuciones de tamaño, podríamos pensar que en este periodo las partículas del modo de acumulación tienen fundamentalmente un origen local. Esto explicaría que el albedo de dispersión simple no cambie en las longitudes de onda corta a pesar del cambio evidente de la masa de aire. Mientras, para 1020 nm, donde la influencia de las partículas con radio mayores de $0.5 \mu\text{m}$ es mayor, se observa claramente la variación del albedo de dispersión simple en estas condiciones.

V.3.3.5 Días 21 y 22

Las características de las partículas del aerosol en la mayor parte de estos días son similares a las de los días 18-20, razón por la que hemos clasificando estos dos días en el periodo III. Sin embargo, los días 21 y 22 tienen una evolución diaria peculiar.

En los días 21 y 22 las propiedades de las partículas integradas en la columna son semejantes al resto del periodo. Pero a medida que transcurre el día las profundidades ópticas del aerosol disminuyen hasta valores similares a los de los días precedentes a la entrada del polvo sahariano (periodo II). Además, el parámetro $\alpha_{440-1020}$ aumenta a medida que evoluciona el día pero sin llegar a superar el valor 1.00.

Igualmente, las distribuciones de tamaño muestran diferencias entre las mañanas y las tardes en estos días. En la figura V.23 se vuelven a mostrar las distribuciones de tamaño promedio para estos dos días. Recordemos que, debido al protocolo de medidas de radiancia utilizado, el promedio correspondiente a la mañana en las medidas de almucántar está sesgado hacia las primeras horas del día, y las de la tarde hacia las últimas horas del día,

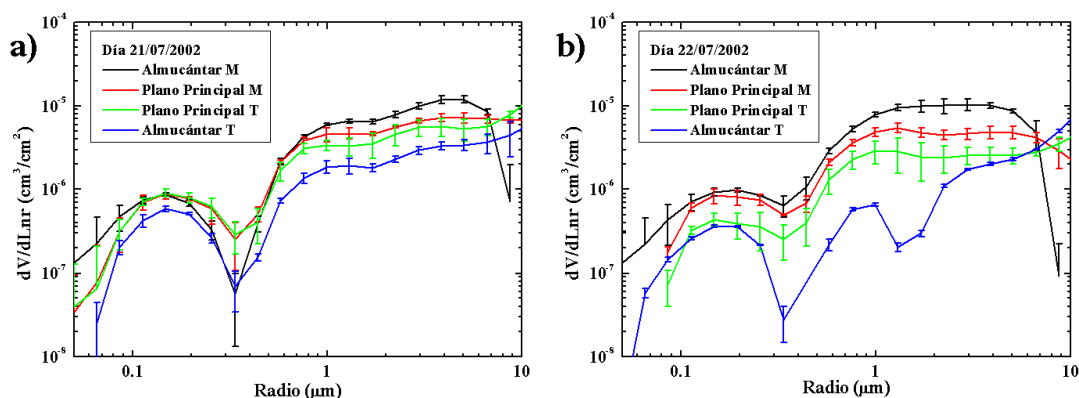


Figura V.23. Distribuciones de volumen promedio en Armilla durante los días 21 (a) y 22 (b).

mientras que la media correspondiente a las medidas en el plano principal está sesgado hacia las horas centrales del día. Teniendo en cuenta este hecho, en las figuras V.23 se puede apreciar cómo en el transcurso del día el volumen de las partículas de mayor radio disminuye, fundamentalmente durante el día 22. Las diferencias encontradas en la evolución de los distintos parámetros a lo largo del día 21 y 22, las cuales son siempre mayores a los errores experimentales o a los errores de los modelos, podrían deberse a una variación de la masa de aire a lo largo del día. Por ejemplo, en la figura V.23b se muestra que la carga de partículas disminuye considerablemente a lo largo del día tanto en el modo de acumulación como en el modo de partículas grandes.

Ante esta posibilidad se han recalculado las retrotrayectorias teniendo en cuenta un menor intervalo temporal entre ellas. En la figura V.24 se muestran las retrotrayectorias recalculadas a 4000 m s.n.m. cada 12 horas. En ellas se evidencia claramente que durante las primeras horas de ambos días las masas de aire de mayor altitud, teniendo en cuenta su recorrido, podrían contener polvo mineral en suspensión procedente del Norte de África. En cambio, durante las tardes la masa de aire viene del Atlántico. Por tanto, podemos decir que la inestabilidad en la situación sinóptica de estos días produjo estas variaciones entre el día y la tarde, condicionando de este modo las diferencias en las propiedades integradas en la columna de las partículas del aerosol.

V.3.3.6 Días 23 y 24. Periodo IV

En este periodo se establece el anticiclón en las Azores. Esto permite que exista una cierta variabilidad en las masas de aire, con cierta componente septentrional, impidiendo la entrada de polvo procedente del Norte de África. Los valores de las propiedades ópticas y radiativas de este periodo son similares a las encontradas durante el periodo I, salvo una menor profundidad óptica (Periodo I: $\delta_{440}=0.3\pm 0.1$; Periodo IV: $\delta_{440}=0.19\pm 0.03$) y un menor modo de acumulación (Periodo I: $V_{cl}=0.019\pm 0.008$; Periodo IV: $V_{cl}=0.014\pm 0.003$).

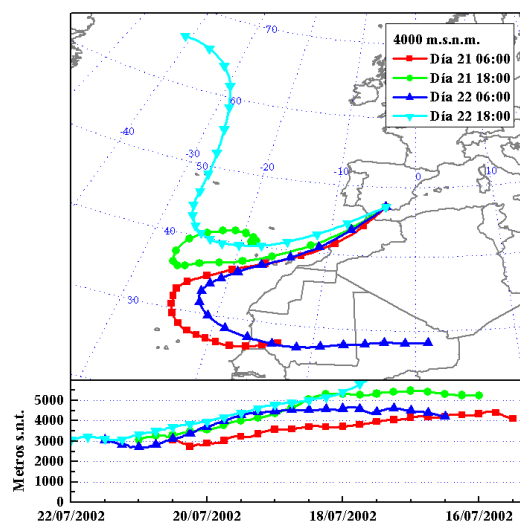


Figura V.24. Retrotrayectorias a 4000 m s.n.m. entre los días 21 y 22 en Armilla.

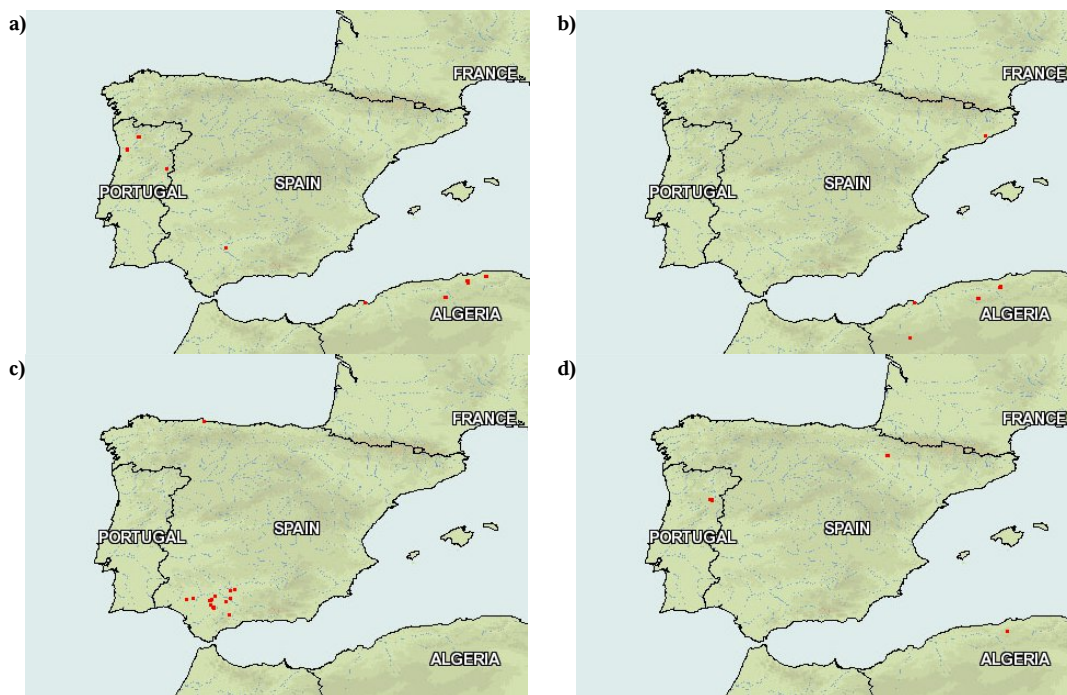


Figura V.25. Incendios detectados por la Web Fire Mapper durante los días 21 (a), 22 (b), 23(c) y 24 (d).

Así pues, el tipo de aerosol durante este periodo debería ser el mismo que durante el periodo I, pero resulta que ni durante los días 23 y 24, ni durante los días anteriores, aparecen incendios forestales considerables (figura V.25) que puedan indicarnos que el origen de la absorción de las partículas de este periodo sea debido a la quema de biomasa como ocurre en el periodo I. Por tanto, podemos decir que el tipo de aerosol predominante durante este periodo fue urbano (Periodo IV: $\omega_{0,670}=0.86\pm 0.04$, $k=0.015\pm 0.004$; Dubovik et al. (2002) $\omega_{0,670}=0.88$, $k=0.014$ –urbano-industrial–; Meloni et al. (2006) $\omega_{0,413}=0.87$, $\omega_{0,868}=0.82$ –quema de biomasa y urbano–).

Por otro lado, tal y como habíamos comentado para los periodos anteriores, exceptuando el periodo I, el modo de acumulación de nuestras distribuciones de tamaño permanece constante ante los cambios en las masas de aire, y lo mismo se produce en este periodo IV. Estos resultados nos llevan a pensar que la fuente predominante de estas partículas en el modo de acumulación es de origen local (Lyamani et al., 2010; Lyamani et al., 2011).

V.3.3.7 Influencia local en el aerosol atmosférico

Durante la campaña en Armilla se evidencian ciertas características en las propiedades efectivas de las distribuciones de tamaño en la columna atmosférica que nos llevan a pensar en una fuerte influencia local. En primer lugar, se observa que el modo de partículas grandes no cambia sustancialmente con las masas de aire, exceptuando el periodo III que se ve influenciado por partículas procedentes del Norte de África. Por tanto, podemos pensar que este modo de partículas grandes observado entre los días 12-17 y 23-24 es característico de la zona, y por tanto se trata de un aerosol con origen local. En cuanto a las partículas del modo de acumulación, y teniendo en cuenta lo discutido en los apartados anteriores, tienen también un origen local con una componente absorbente importante ($\omega_{0,440}=0.88\pm 0.03$).

Otra característica importante observada en las distribuciones de tamaño de partículas de Armilla es el carácter trimodal de éstas. Este carácter trimodal se ha obviado debido a que tradicionalmente los estudios se han centrado en realizar una separación en partículas por debajo de 0.5 μm , modo de acumulación, y partículas por encima de 0.5 μm , modo de partículas grandes.

Este carácter trimodal de las distribuciones de tamaño parece ser de carácter local, aunque no es exclusivo de nuestra zona (Che et al., 2008). Se observa que en el modo de partículas grandes pueden diferenciarse dos modos: uno en torno a 0.8 μm , y un segundo modo que en líneas generales suele situarse en torno a 3 μm . El modo en torno a 0.8 μm suele asociarse a partículas marinas (Hess et al., 1998), pero Armilla, debido a su situación geográfica, no se ve influenciada por el mar Mediterráneo. La aparición de estos modos de partículas puede estar asociado a la larga vida que tienen las partículas en suspensión de la zona, como consecuencia de la baja humedad relativa y las altas temperaturas que permiten la aparición de flujos turbulentos en superficie que mantienen las partículas en suspensión. Esta mayor vida media de las partículas permite que se puedan producir procesos de agregación, aumentando de esta manera el tamaño de las partículas. (Alados-Arboledas et al., 2003; Lyamani et al., 2004).

V.4 LAS SABINAS

La estación de Las Sabinas (37.11°N 3.42° O, 2200 m s.n.m.) estaba situada en la ladera Norte del macizo de Sierra Nevada. En esta estación estuvo operando el radiómetro CIMEL #307 desde el día 13 al 18 de Julio. Este instrumento realiza medidas de extinción en las longitudes de onda de 340, 380, 440, 670, 870 y 1020 nm, y medidas de radiancia del cielo en 440, 670, 870 y 1020 nm.

Los valores de la profundidad óptica y contenido de agua precipitable en la estación de Las Sabinas son inferiores a los obtenidos en Armilla debido a la diferencia de altitud. A pesar de ello, se observa que la evolución temporal de estas medidas es la misma que la encontrada en Armilla: un descenso acusado de la profundidad óptica entre los días 13 y 14 de julio; y un aumento de la profundidad óptica y descenso del exponente de Ångström entre

Tabla V.6. Valores medios y desviaciones estándar de las profundidades ópticas del aerosol, exponentes de Ångström y contenido de vapor de agua (cm) en los tres periodos distinguidos en Las Sabinas.

	$\delta_{a,1020}$		$\delta_{a,870}$		$\delta_{a,670}$		$\delta_{a,440}$		$\delta_{a,380}$		$\delta_{a,340}$	
	Media	Std	Media	Std	Media	Std	Media	Std	Media	Std	Media	Std
I	0.06	0.02	0.07	0.02	0.11	0.03	0.18	0.05	0.20	0.05	0.20	0.06
II	0.03	0.01	0.03	0.01	0.03	0.01	0.06	0.03	0.07	0.03	0.07	0.04
III	0.16	0.04	0.16	0.04	0.16	0.05	0.22	0.06	0.24	0.07	0.25	0.08
	$\alpha_{440-1020}$		w		α_{380}		α_{870}		$\alpha_{870}/\alpha_{380}$			
	Media	Std	Media	Std	Media	Std	Media	Std	Media	Std		
I	1.3	0.2	1.1	0.2	0.4	0.2	1.4	0.3	5	2		
II	1.0	0.2	0.8	0.2	0.5	0.7	0.4	0.4	1	3		
III	0.39	0.05	1.2	0.3	0.4	0.2	0.23	0.06	0.70	0.04		

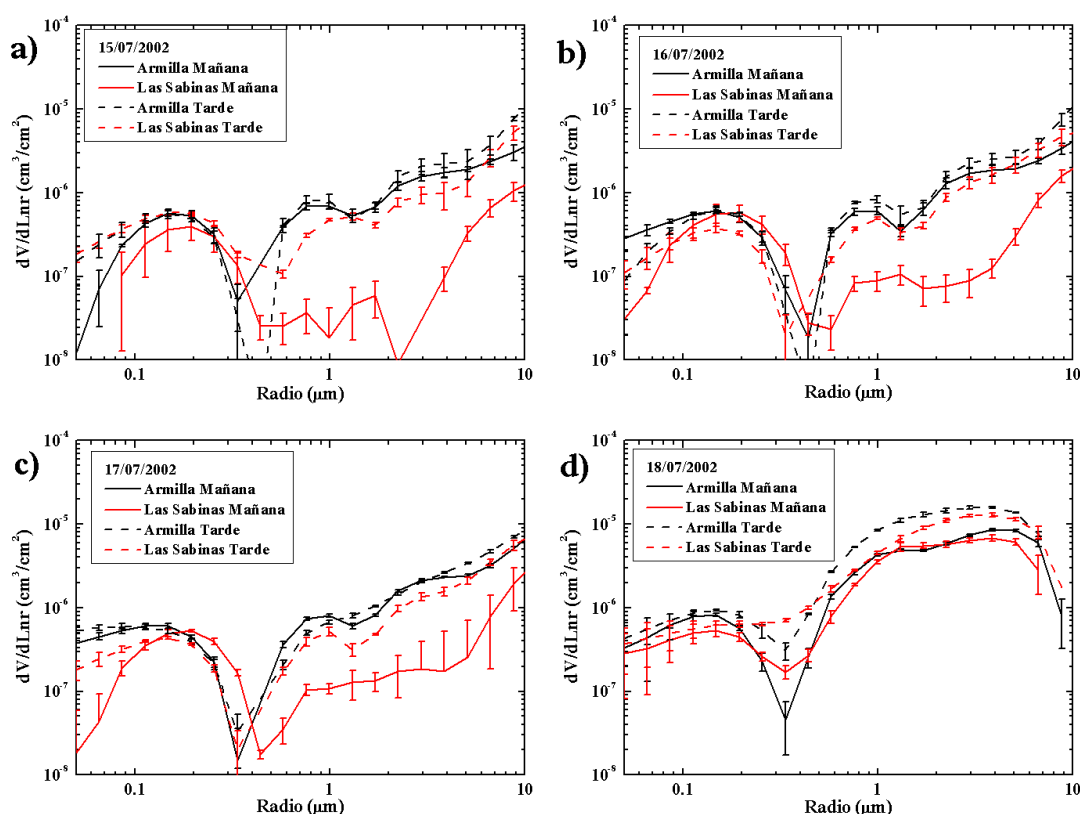


Figura V.26. Comparativa entre las distribuciones de tamaño obtenidas en Armilla y Las Sabinas los días 15 a), 16 b), 17 c), y 18 d).

los días 17 y 18 de julio. En la tabla V.6 se presentan los valores promedio de esta estación según la misma agrupación temporal realizada en Armilla.

El análisis de las distribuciones de tamaño muestra que durante las primeras horas del día el volumen de las partículas con radio mayor a $0.5 \mu\text{m}$ es considerablemente menor en Las Sabinas. A media que transcurre el día el volumen de estas partículas va incrementándose hasta alcanzar valores similares a los obtenidos en Armilla (figura V.26). Esta evolución diaria está asociada con el aumento de la altura de la capa de mezcla.

Por otro lado, este aumento de la capa de mezcla no es tan claro durante el día 18 (figura V.26d), encontrándose una menor diferencia entre las distribuciones de tamaño efectivas en ambas estaciones, tanto por la mañana como durante la tarde. Esto es debido a que la masa de aire procedente del Norte de África se sitúa por encima de ambas estaciones, lo cual produce valores próximos en las distribuciones efectivas.

Además, encontramos que en Las Sabinas el albedo de dispersión simple es muy bajo, incluso menor que el observado en Armilla (tabla V.7). Esto nos indica que la proporción de absorción es importante. Por tanto, si Las Sabinas esta situada dentro del Parque Natural de Sierra Nevada, donde no existen fuentes de partículas con una gran capacidad de absorción, ¿cuál es el origen de estas partículas? Podríamos pensar que su origen está en la Estación de Esquí de Sierra Nevada, pero la campaña se realizó en verano, fechas en las que la estación de esquí se encuentra casi desierta, y los visitantes son muy pocos. La respuesta a esta

Tabla V.7. Valores medios y desviaciones estándar del índice de refracción ($n-ik$), parámetro de asimetría y albedo de dispersión simple en Las Sabinas.

		n		g_{1020}		g_{870}		g_{670}		g_{440}	
		<i>Media</i>	<i>Std.</i>	<i>Media</i>	<i>Std.</i>	<i>Media</i>	<i>Std.</i>	<i>Media</i>	<i>Std.</i>	<i>Media</i>	<i>Std.</i>
<i>I</i>	<i>Alm</i>	1.48	0.05	0.55	0.03	0.58	0.01	0.638	0.004	0.710	0.006
	<i>PP</i>	1.43	0.08	0.57	0.04	0.60	0.03	0.67	0.02	0.75	0.02
<i>II</i>	<i>Alm</i>	1.49	0.09	0.67	0.04	0.66	0.03	0.67	0.03	0.72	0.04
	<i>PP</i>	1.49	0.08	0.71	0.03	0.70	0.03	0.70	0.03	0.73	0.04
<i>III</i>	<i>Alm</i>	1.54	0.05	0.69	0.02	0.69	0.02	0.70	0.02	0.72	0.02
	<i>PP</i>	1.54	0.03	0.67	0.01	0.67	0.01	0.68	0.01	0.72	0.01

		k		$\omega_{0,1020}$		$\omega_{0,870}$		$\omega_{0,670}$		$\omega_{0,440}$	
		<i>Media</i>	<i>Std.</i>	<i>Media</i>	<i>Std.</i>	<i>Media</i>	<i>Std.</i>	<i>Media</i>	<i>Std.</i>	<i>Media</i>	<i>Std.</i>
<i>I</i>	<i>Alm</i>	0.013	0.006	0.85	0.03	0.87	0.03	0.90	0.03	0.92	0.02
	<i>PP</i>	0.019	0.002	0.79	0.04	0.81	0.04	0.85	0.03	0.88	0.02
<i>II</i>	<i>Alm</i>	0.013	0.006	0.76	0.06	0.77	0.04	0.81	0.03	0.86	0.02
	<i>PP</i>	0.017	0.004	0.72	0.03	0.73	0.02	0.77	0.02	0.82	0.02
<i>III</i>	<i>Alm</i>	0.003	0.001	0.94	0.02	0.93	0.03	0.92	0.03	0.91	0.03
	<i>PP</i>	0.005	0.001	0.90	0.01	0.89	0.01	0.88	0.01	0.876	0.008

pregunta podría encontrarse nuevamente en el ascenso de la capa de mezcla. La estación de Armilla evidenció que las partículas del aerosol que se encuentran en el entorno de la ciudad de Granada tienen un marcado carácter absorbente. Con el ascenso de la capa de mezcla estas partículas alcanzan la estación de Las Sabinas.

Además, según muestran las funciones Kernel obtenidas en el procedimiento de inversión, para parámetros de tamaño pequeños la proporción de absorción es mayor. En este sentido, y teniendo en cuenta las longitudes de onda utilizadas, resulta lógico que en la estación de Las Sabinas se den albedos de dispersión simple bajos. Por otro lado, los parámetros obtenidos por la metodología de inversión en las evoluciones diarias no presentan inestabilidades (salidas divergentes para parámetros de entrada análogos) ni variaciones intradiarias de los parámetros inexplicables desde el punto de vista de las situaciones sinópticas y de las posibles fuentes de partículas. En este sentido, aunque los valores de la profundidad óptica del aerosol en la estación de las Sabinas son bajos, confiamos en la información obtenida por la metodología de inversión (reproducibilidad del código de inversión).

Por lo tanto, las partículas del modo de acumulación de la estación de Las Sabinas podrían tener su origen en la ciudad de Granada. Durante las primeras horas del día, al presentar mayor contribución el modo de acumulación, el albedo de dispersión simple adquiere valores bajos. Después, a medida que transcurre el día, asciende la capa de mezcla, aumentando las partículas de mayor tamaño, cuya componente absorbente es menor. Esto provoca que la proporción de absorción disminuya, es decir, que el albedo de dispersión simple aumente.

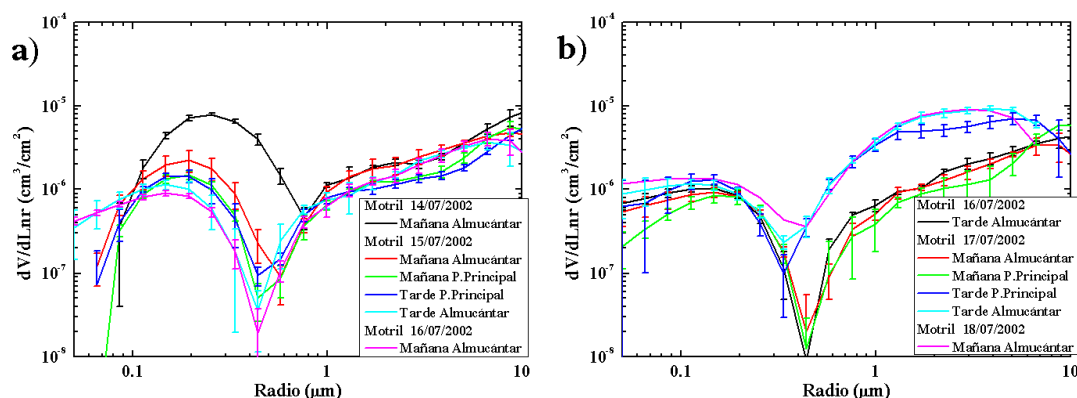


Figura V.27. Evolución de las distribuciones de volumen en Motril: a) entre los días 14 y 16 por la mañana; b) entre los días 16 por la tarde y 18 por la mañana.

V.5 LADERA SUR

En la ladera Sur del macizo de Sierra Nevada se ubicaron dos radiómetros CIMEL. Uno de ellos se situó en Pitres (36.94°N, 3.33°O, 1252 m s.n.m.), en la Alpujarra Granadina, lejos de fuentes de aerosol urbano. El radiómetro que operó en esta estación fue el CIMEL #109, el cual está asociado a la red AERONET. Este instrumento realiza medidas de extinción del haz solar en las longitudes de onda 340, 380, 440, 500, 670, 870, 1020 nm. Las medidas de radiancia del cielo las realiza en las longitudes de onda de 440, 670, 870 y 1020 nm. Los días que estuvo operativo este instrumento en esta estación van desde el 12 hasta el 19 de julio.

El segundo radiómetro que operó en la ladera Sur estuvo situado en Motril (36.72°N, 3.53°O, 10 m s.n.m.), en la costa de Granada. El radiómetro CIMEL que se utilizó en esta estación fue el #176, el cual es un instrumento polarizado, por lo que sólo disponíamos de las medidas de extinción en las longitudes de onda de 440, 670, 870 y 1020 nm. En cambio, las medidas de radiancia del cielo se realizaron en las mismas longitudes de onda que en los instrumentos anteriores: 440, 670, 870 y 1020 nm. Las medidas de esta estación comprenden desde el día 13 al 18 de julio.

En general, para el periodo de estudio considerado, las propiedades efectivas encontradas en las estaciones de la ladera Sur son diferentes a las de la ladera Norte. Se observa que en la ladera Sur estuvo influenciada durante un día más que la ladera Norte por la masa de aire de quema de biomasa del este de Norteamérica (figura V.27a).

Además, en la ladera Sur la entrada de la masa de aire procedente del Norte de África se detectó claramente el día 17 por la tarde, mostrando que esta masa de aire afectó horas antes en la ladera Sur que en la ladera Norte. Como se puede apreciar en las figura V.27b, el aumento del modo de partículas grandes se produce entre la mañana y la tarde.

También hay que resaltar que las propiedades de las partículas durante la entrada de la masa de aire procedente de Norte de África son similares en ambas laderas, mostrando el predominio de estas capas de partículas sobre las medidas efectivas en la columna atmosférica.

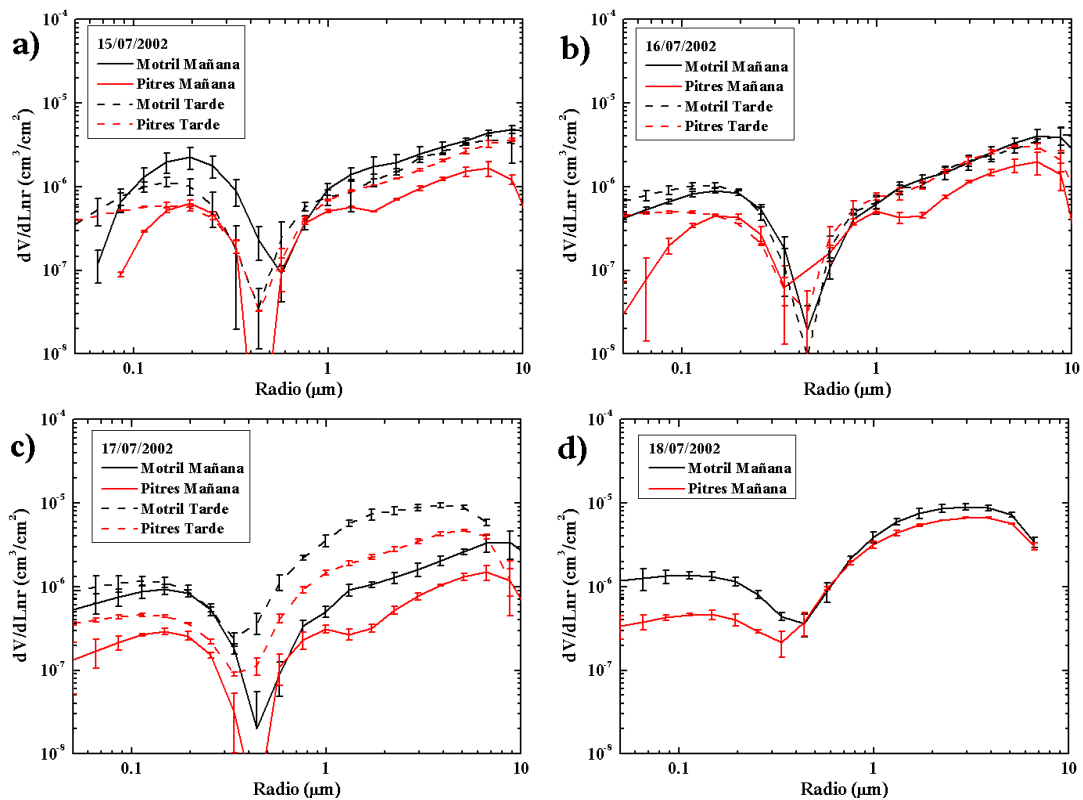


Figura V.28. Comparativa entre las distribuciones de tamaño obtenidas con el almucántar en Motril y Pitres los días 15 a), 16 b), 17 c), y 18 d).

Los valores del albedo de dispersión simple y parámetro de asimetría encontrados en la estación de Pitres muestran que el aerosol dominante en la zona durante nuestra campaña es de tipo rural (Pitres: 0.97 ± 0.02 ; Perrone et al., 2005: 0.95 ± 0.03 en 440 nm). Respecto a la estación de Motril, dada la proximidad al mar y la posible influencia de las brisas marinas, encontramos valores de la parte real del índice de refracción efectivo inferiores al resto de las estaciones (Armilla: 1.59 ± 0.01 ; Las Sabinas: 1.50 ± 0.08 ; Pitres: 1.56 ± 0.03 ; Motril: 1.45 ± 0.05). Así pues, el análisis realizado muestra que en la estación de Motril las condiciones locales tienen una gran influencia en las propiedades efectivas de las partículas del aerosol en la columna atmosférica. Por otro lado, la parte imaginaria del índice de refracción efectivo es mayor al encontrado en la estación de Pitres (Pitres: 0.002 ± 0.001 ; Motril: 0.006 ± 0.003), lo cual muestra una mayor contribución antropogénica en la estación de Motril debido al tráfico rodado y a las operaciones en el Puerto.

Por otro lado, en Pitres encontramos un cambio en las propiedades efectivas del aerosol atmosférico durante la tarde, lo cual podría asociarse con el ascenso de la capa de mezcla en la ladera Sur (figuras V.28a y V.28b). Como se puede apreciar en estas figuras, las mañanas de los días 15 y 16 muestran diferencias entre Pitres y Motril. El modo de acumulación en Pitres es inferior al de Motril. En cambio, el modo de partículas grandes en Pitres sólo es ligeramente menor al encontrado en Motril durante las mañanas. Por la tarde el modo de partículas grandes es semejante en ambas estaciones, pero no así el modo de acumulación.

En las figuras V.28c y V.28d se muestra la evolución de las distribuciones de tamaño efectivas en las estaciones de Motril y Pitres durante los días 17 y 18, coincidiendo con la entrada de la masa de aire procedente del Norte de África. Durante la mañana del día 17 las diferencias entre las estaciones son similares a las que se aprecia en el día 16 durante la mañana. Durante la tarde del día 17 cambian las propiedades debido a la entrada de polvo sahariano, observándose antes en la estación de Motril y llegando a ser similares en ambas estaciones para el modo de partículas grandes durante el día 18.

V.6 CORRELACIONES ENTRE PARÁMETROS

La inclusión de las propiedades efectivas del aerosol atmosférico en los modelos climáticos requiere la utilización de información de la cual no siempre se dispone. Igualmente, en los estudios de teledetección espacial se requiere disponer de información relativa a estas propiedades. Para abordar estos estudios, si no se dispone de información suficiente suelen utilizarse distintas parametrizaciones basadas en las relaciones entre parámetros. Se suelen utilizar funciones dependientes de la profundidad óptica del aerosol o de los parámetros de Ångström (Dubovik et al., 2002).

En este apartado analizaremos las parametrizaciones más habituales teniendo en cuenta la información obtenida a partir de las inversiones realizadas en las configuraciones del almucántar y del plano principal. Para llevar a cabo este objetivo utilizaremos los datos de todas las estaciones en el periodo analizado.

En la tabla V.8 se resumen las relaciones más relevantes obtenidas. Debido a que el coeficiente β de Ångström, el cual corresponde a la profundidad óptica del aerosol en la longitud de onda 1000 nm, se relaciona con la carga de partículas, se ha buscado correlacionar este parámetro y las profundidades ópticas del aerosol en 440 y 1020 nm con los contenidos en volumen de las distribuciones de tamaño. Estas longitudes de onda muestran mayor influencia respecto a las partículas del modo de acumulación y modo de partículas grandes, respectivamente. Por otro lado, el exponente α de Ångström se relaciona

Tabla V.8. Relaciones ajustadas entre distintas propiedades de las partículas del aerosol obtenidas.

<i>Prop.</i>	<i>Ajuste</i>	<i>R²</i>	<i>Std.</i>
$V_{ct}(\beta_{440-1020})$	$0.005(\pm 0.001) + 0.91(\pm 0.01) \beta_{440-1020}$	0.94	0.02
$V_{ci}(\delta_{a,1020})$	$-0.006(\pm 0.001) + 0.35(\pm 0.01) \delta_{a,1020}$ (sin aerosol sahariano) $0.0043(\pm 0.0009) + 0.040(\pm 0.005) \delta_{a,1020}$ (aerosol sahariano)	0.68 0.33	0.009 0.003
$V_{cz}(\delta_{a,440})$	$0.020(\pm 0.007) + 0.08(\pm 0.03) \delta_{a,440}$ (Periodo I y IV) $-0.012(\pm 0.002) + 0.63(\pm 0.01) \delta_{a,440}$ (Periodo II y III)	0.08 0.88	0.02 0.02
$V_{cz}(\delta_{a,1020})$	$-0.003(\pm 0.002) + 0.84(\pm 0.02) \delta_{a,1020}$	0.87	0.02
$V_{ci}/V_{cz}(\alpha_{440-1020})$	$-0.07(\pm 0.02) + 0.002(\pm 0.001) \exp(\alpha_{440-1020}/0.26(\pm 0.02))$	0.61	0.2
$R_{m1}(\alpha_{440-1020})$	$4.4(\pm 0.2) - 2.1(\pm 0.1) \alpha_{440-1020}$ (sin aerosol sahariano)	0.51	0.5
$R_{m2}(\delta_{a,1020})$	$2.60(\pm 0.07) + 3.1(\pm 0.2) \exp(\delta_{a,1020}/0.053(\pm 0.006))$	0.62	0.3
$R_{efect}(\alpha_{440-1020})$	$1.40(\pm 0.02) - 0.68(\pm 0.02) \alpha_{440-1020}$	0.77	0.1
$\sigma_T(\alpha_{440-1020})$	$1.58(\pm 0.02)(1 - \exp(-2.05(\pm 0.06) \alpha_{440-1020}))$	0.77	0.1

con el tamaño de las partículas, y lo correlacionaremos con los radios modales y efectivos de la distribución (Vergaz, 2001).

A la luz de los resultados obtenidos resulta llamativa la buena correlación entre el contenido en volumen total de la distribución y el parámetro $\beta_{440-1020}$ (figura V.29a). Este resultado es interesante teniendo en cuenta la variedad de situaciones analizadas.

En cuanto a las correlaciones del contenido en volumen para el modo de acumulación encontramos que no existe una buena correlación con la profundidad óptica del aerosol en 440 nm cuando incluimos en el análisis todas las estaciones (figura V.29c). Sin embargo, aunque no se muestra en este trabajo, si analizáramos estación por estación sí se encuentran correlaciones entre ambos parámetros, lo cual pone de manifiesto que estas correlaciones están asociadas a condiciones locales. En cambio, para la longitud de onda de 1020 nm se observan dos dependencias marcadas: una para los días 18-22 (situación de polvo sahariano) y otra para el resto de la campaña (figura V.29d), poniendo de manifiesto la influencia del modo de partículas grandes sobre la correlación de la profundidad óptica en 1020 nm con el modo de acumulación.

En cuanto a las correlaciones del contenido en volumen para el modo de partículas grandes encontramos que existen dos correlaciones con la profundidad óptica del aerosol en 440 nm: una asociada con los días de mayor modo de acumulación (periodos I, IV), y otra para el resto de los días de la campaña y estaciones (figura V.29e); poniendo de manifiesto la influencia del modo de acumulación sobre la correlación de la profundidad óptica en 440 nm con el modo de partículas grandes. En cambio, se encuentra una única correlación entre la profundidad óptica en 1020 nm y el contenido en volumen del modo de partículas grandes para todos los días de la campaña y estaciones.

Por último, se ha analizado la correlación del cociente de los contenidos en volumen del modo de acumulación y el modo de partículas grandes con el parámetro $\alpha_{440-1020}$ (figura V.29b). Esta relación muestra una dependencia exponencial creciente. El hecho de que la dependencia sea creciente era de esperar, ya que cuando el parámetro α es mayor indica una mayor proporción de partículas pequeñas, es decir, que el contenido en volumen del modo de acumulación es mayor, y por tanto el cociente será mayor. En cambio, cuando α disminuye indica que aumenta la proporción de las partículas grandes, por lo que el cociente disminuirá.

Desde el punto de vista de los radios modales se han encontrado buenas correlaciones del radio modal de la distribución total para los días sin influencia del polvo sahariano (días 12-17 y 23-24), y así mismo para el radio efectivo de toda la distribución con el parámetro $\alpha_{440-1020}$ (figura V.30a y V.30c). Estas correlaciones muestran, como era de esperar, que cuanto mayor sea la proporción de partículas de mayor radio, lo que implica un radio modal y efectivo mayor, menor es el parámetro α . Por otro lado, llama la atención que la dependencia entre el radio efectivo de toda la distribución y el exponente de Ångström sea lineal para toda la campaña y estaciones (figura V.30c), a pesar de que el α de Ångström supone una distribución unimodal tipo Junge y el radio efectivo se ha obtenido a partir de distribuciones claramente multimodales.

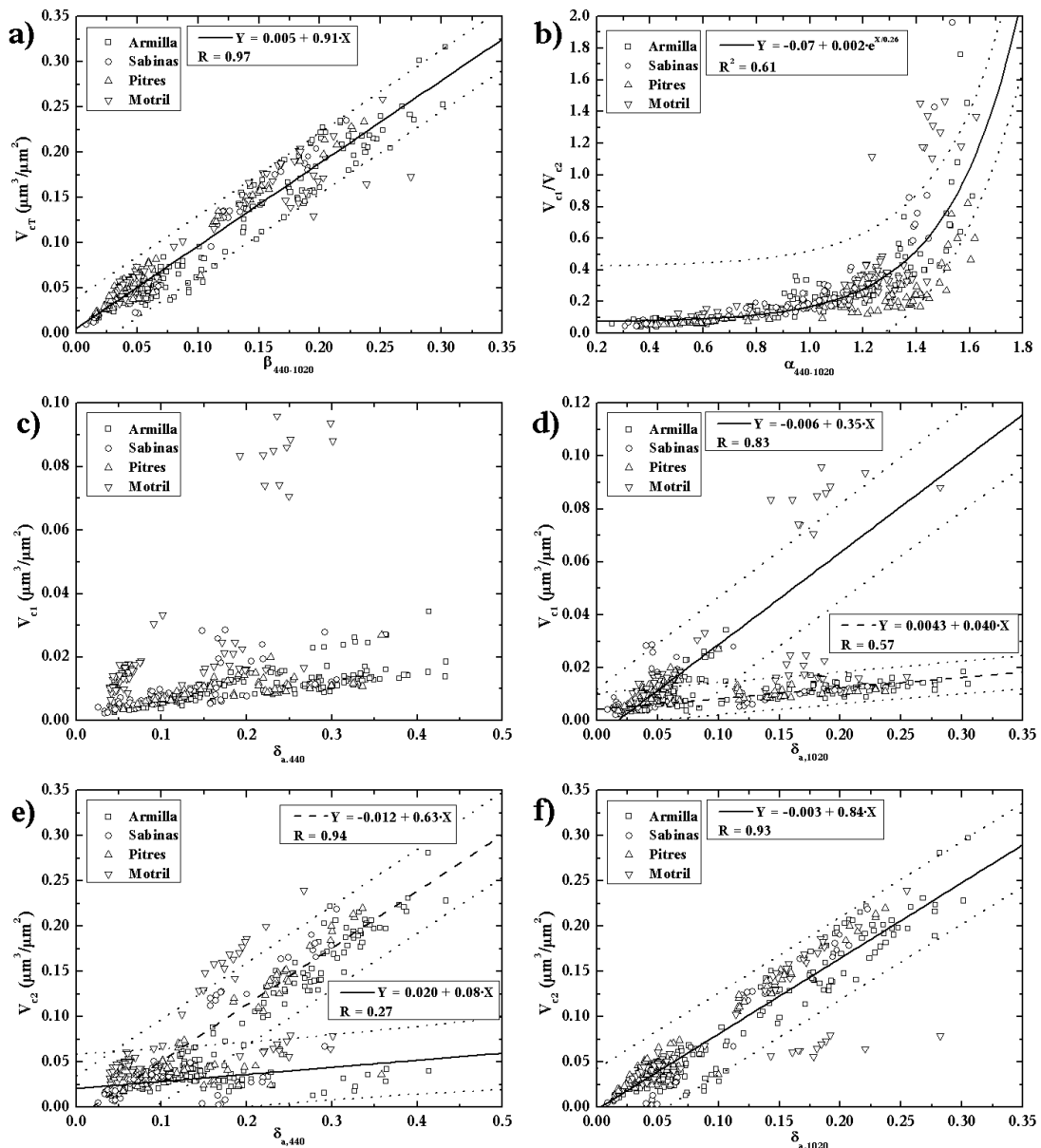


Figura V.29. Relación entre los contenidos en volumen con el exponente de Ångström y las profundidades ópticas del aerosol.

También hemos encontrado una correlación entre el radio modal del modo de partículas grandes y la profundidad óptica del aerosol de 1020 nm, la cual se presenta en la tabla V.8 y en la figura V.30b. Esta relación parece indicar que a medida que la profundidad óptica del aerosol en 1020 nm aumenta el radio modal del modo de partículas grandes disminuye de manera exponencial.

Así mismo, en orden a caracterizar la distribución de volumen a partir de las propiedades ópticas del aerosol atmosférico obtenidas mediante las medidas de extinción, hemos encontrado una correlación creciente entre la anchura de la distribución total y el parámetro $\alpha_{440-1020}$. Esta correlación se presenta en la tabla V.8 y en la figura V.30d.

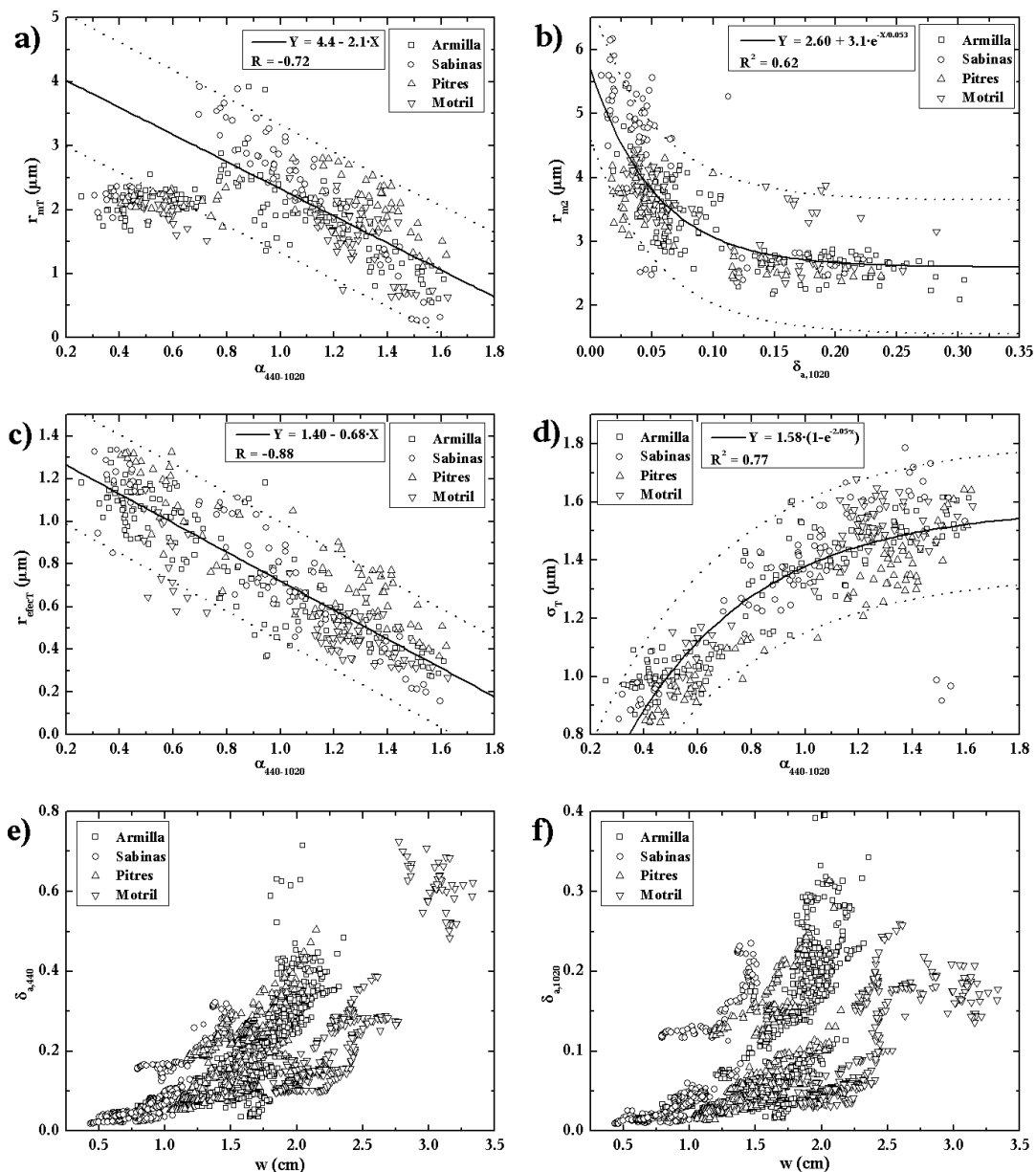


Figura V.30. a), b), c), d) Relaciones de los radios modales, efectivo total y anchura total con el exponente de Ångström y la profundidad óptica del aerosol 1020 nm; e) y f) Relación entre las profundidades ópticas del aerosol de 440 nm (e) y 1020 nm (f) con el contenido de agua precipitable

Por último, teniendo en cuenta los resultados de Satheesh et al. (1999) y Eck et al. (2001), se ha buscado correlacionar el contenido de agua precipitable y las profundidades ópticas del aerosol. En la figura V.30a y V.30b se representa el contenido de agua precipitable y la profundidad óptica en 440 nm y 1020 nm, respectivamente. Como se puede apreciar en estas figuras, si en nuestro caso separáramos por estaciones encontraríamos resultados semejantes a los obtenidos por Satheesh et al. (1999) en la zona tropical de la India, y no encontramos una correlación evidente si incluimos los resultados de todas las estaciones, tal y como le ocurre a Eck et al. (2001) en el observatorio de Kaashidhoo. Eck et al. (2001) atribuye el crecimiento de la profundidad óptica con el contenido de agua precipitable al posible crecimiento higroscópico del aerosol como consecuencia del aumento de la humedad relativa

y, por otro lado, al posible acoplamiento del vapor de agua con las propiedades de las partículas del aerosol.

En las estaciones de Armilla, Las Sabinas y Pitres, debido a la baja humedad relativa durante nuestra campaña (<70%) (figura V.6c), el crecimiento higroscópico no podría ser el responsable de estas variaciones. En el caso de Motril, como la humedad relativa alcanzó valores por encima del 80%, quizás podríamos relacionar este aumento de la profundidad óptica con un posible crecimiento higroscópico de las partículas. Sin embargo, la correlación en Motril no es mayor que en el resto de las estaciones.

VI FORZAMIENTO RADIATIVO

En este Capítulo presentaremos los resultados de la evaluación del forzamiento radiativo producido por el aerosol atmosférico durante la campaña VELETA.

VI.1 DEFINICIÓN DE FORZAMIENTO RADIATIVO

El concepto de forzamiento radiativo se introduce para evaluar el calentamiento o enfriamiento que producen los distintos componentes atmosféricos en aras a analizar los posibles cambios futuros en el sistema climático. Un forzamiento radiativo positivo tiende a calentar el sistema mientras que uno negativo lo enfría.

Según el IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change) el término *forzamiento radiativo* del sistema climático se define: “*El forzamiento radiativo del sistema superficie-tropósfera debido a la introducción de una perturbación o de un agente externo, es el cambio en la irradiancia neta en la tropopausa DESPUÉS de que las temperaturas estratosféricas se hayan reajustado hasta alcanzar un equilibrio radiativo, pero manteniendo fijas las temperaturas y estados de la superficie y de la tropósfera en los valores sin perturbar*”. Esta definición se restringe a cambios en el balance radiativo del sistema superficie-troposfera producidos por factores externos, sin que se produzcan cambios en la dinámica estratosférica, sin mecanismos de realimentación entre la superficie y la troposfera y sin cambios dinámicos inducidos en la cantidad y distribución del contenido de agua atmosférico (Hansen et al., 2002).

También se define el forzamiento radiativo instantáneo (F_i) como el forzamiento en el tope de la atmósfera que es necesario para estimar el cambio en la temperatura de la superficie (ΔT_{sf}) en modelos transitorios (Lohmann and Freichter, 2001). A partir de estos

dos conceptos se obtiene el parámetro de sensibilidad climática como (Lohmann and Freichter, 2001):

$$\lambda = \frac{\Delta T_{sfc}}{F_i} \quad (VI.1)$$

El concepto de sensibilidad climática puede aplicarse a agentes tales como los gases de efecto invernadero y a los efectos directos de las partículas del aerosol atmosférico. Sin embargo, encontramos problemas en su aplicabilidad cuando las partículas del aerosol son muy absorbentes, por ejemplo las partículas de hollín, ya que su forzamiento en la cima de la atmósfera puede ser muy pequeño; sin embargo debido a la alta absorción, su forzamiento radiativo en la superficie es mucho mayor de lo que se podría obtener extrapolando el forzamiento en el tope de la atmósfera (Lohmann and Feichter, 2001; Ramanathan et al., 2001). Esta definición de forzamiento también presenta problemas de aplicabilidad cuando consideramos los posibles efectos sobre las nubes del cambio en las propiedades microfísicas de las partículas del aerosol atmosférico (Lohmann and Feichter, 2005).

Para analizar el forzamiento radiativo instantáneo de las partículas del aerosol atmosférico (ARF), ya tengan un origen natural o antropogénico, muchos autores estiman el forzamiento radiativo en el tope de la atmósfera (TOA), en la superficie y en la atmósfera. En este sentido, el forzamiento producido por el aerosol atmosférico en la superficie y en la TOA vendrá dado por (p. ej. Valenzuela et al., 2012):

$$ARF_x = (E_x^\downarrow - E_x^\uparrow) - (E_{x,0}^\downarrow - E_{x,0}^\uparrow) \quad (VI.2)$$

donde E_x y $E_{x,0}$ son las irradiancias globales en la superficie o la TOA con aerosol y sin aerosol, respectivamente. Las flechas indican la dirección de las irradiancias globales: \downarrow indica irradiancia hacia abajo y \uparrow indica irradiancia hacia arriba. El forzamiento radiativo del aerosol atmosférico en la atmósfera se puede estimar como la diferencia entre el ARF en la TOA menos el ARF en la superficie.

$$ARF_{Atm} = ARF_{TOA} - ARF_{Su p} \quad (VI.3)$$

VI.2 METODOLOGÍA

Para la estimación del forzamiento radiativo se ha utilizado el código de transferencia radiativa SBDART (Ricchazzi et al., 1998). Este código es un modelo de transferencia radiativa de ordenadas discretas (Stamnes et al., 1988). Este algoritmo incluye dispersión múltiple en un medio plano-paralelo no isotérmo inhomogéneo verticalmente, y es eficiente para las estimaciones de forzamiento radiativo (p. ej. Horvath et al., 2002; Jayaraman et al., 2006; Xia et al., 2007). Este código computacional caracteriza el aerosol atmosférico mediante el parámetro de asimetría, el albedo de dispersión simple y la profundidad óptica. Otros parámetros de entrada son la irradiancia solar extraterrestre espectral, la geometría solar, la reflectividad de la superficie, el modelo de atmósfera y el tipo de aerosol

estratosférico. Los parámetros de salida del modelo que son de interés en este estudio son la irradiancia global en la superficie y la irradiancia en el TOA.

Como variables de entrada para caracterizar las partículas del aerosol atmosférico en la campaña VELETA 2002 se utilizarán los valores del parámetro de asimetría, del albedo de dispersión simple y las profundidades ópticas obtenidas en los análisis de los capítulos anteriores. Para el albedo de la superficie hemos utilizado los valores medios estimados por la red AERONET para nuestra zona (<http://aeronet.gsfc.nasa.gov>): 0.05 ± 0.04 en 440, 0.16 ± 0.03 en 670, 0.31 ± 0.04 en 870 y 0.32 ± 0.04 en 1020 nm. Para el modelo de atmósfera se ha elegido la Atmósfera de latitudes medias de verano, dado que nuestra campaña experimental se han realizado en esta época del año.

En cuanto a las condiciones de referencia, hemos elegido una atmósfera sin aerosol. Así pues, el código SBDART se ejecuta para las dos condiciones: sin aerosol, que será considerado como referencia, y con aerosol, cuyas propiedades vendrán dadas por las inversiones de la ecuación de transporte radiativo en cada una de las estaciones. Los cálculos fueron realizados e integrados en el intervalo espectral $0.31\text{-}2.8 \mu\text{m}$ para ángulos cenitales entre 20° y 80° . Para cubrir este intervalo espectral ($0.31\text{-}2.8 \mu\text{m}$) el código SBDART realiza una interpolación/extrapolación logarítmica en las profundidades ópticas, y una interpolación/extrapolación lineal para el albedo de dispersión simple, parámetro de asimetría y albedo de superficie.

Con el fin de evitar la dependencia en el forzamiento radiativo de la profundidad óptica del aerosol, se calculará la eficiencia del forzamiento radiativo del aerosol (ARFE), el cual es el forzamiento radiativo instantáneo por unidad de profundidad óptica. Para ello calcularemos el ARFE como el cociente entre el forzamiento radiativo instantáneo y la profundidad óptica del aerosol en la longitud de onda de 550 nm. La profundidad óptica del aerosol en 550 nm se obtendrá aplicando la ley de Ångström, que se derivará a partir de los valores de la profundidad óptica en 440, 670, 870 y 1020 nm.

Además, se calculará el valor medio diario del forzamiento radiativo del aerosol (DARF) a partir de la integración del forzamiento radiativo instantáneo del aerosol sobre el periodo de 24 horas (Bush and Valero, 2003).

$$DARF_x = \int \frac{ARF_x dt}{24} \quad (\text{VI.4})$$

Asimismo se determinará el valor medio diario de la eficiencia del forzamiento radiativo del aerosol (DARFE) como el cociente entre el DARF y la profundidad óptica del aerosol en la longitud de onda de 550 nm.

VI.3 RESULTADOS

En la figura VI.1 se presentan los valores promedio del ARF y ARFE en superficie, TOA y en la atmósfera en la estación de Armilla como una función del ángulo cenital solar para cada uno de los periodos temporales en que se ha dividido la campaña VELETA 2002 (Capítulo V). Recordemos que la clasificación realizada para la partículas del aerosol atmosférico en VELETA 2002 correspondía a: Periodo I - quema biomasa; Periodo II - marítimo polar; Periodo III - evento de polvo sahariano; Periodo IV - urbano. Se observa que el ARF en superficie es siempre negativo lo cual indica enfriamiento en superficie. Por otro lado, el ARF en la atmósfera es siempre positivo, indicando un calentamiento de la atmósfera. Este resultado general se observa también en el resto de las estaciones.

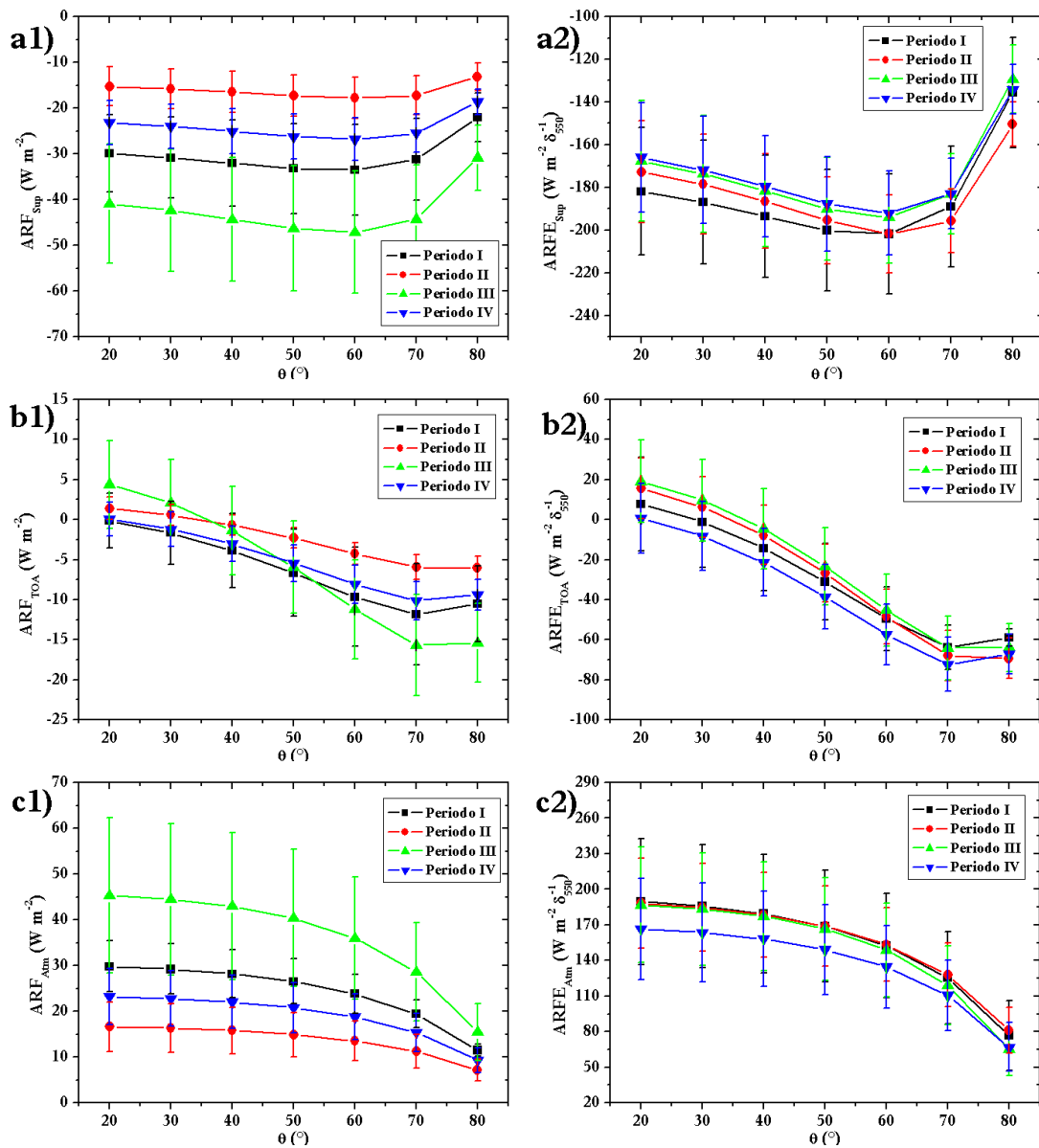


Figura VI.1. Dependencia con el ángulo cenital solar del ARF (a1,b2,c3) y ARFE (a2,b2,c3) en la superficie (a), TOA (b) y atmósfera (c) en la estación de Armilla (Periodo I - quema biomasa; Periodo II - marítimo polar; Periodo III - evento de polvo sahariano; Periodo IV - urbano).

En cambio, el ARF en la TOA muestra para los periodos II y III de la campaña tanto valores positivos como negativos, observándose en estos casos el cambio de signo para ángulos cenitales próximos a 40° . Este resultado se observa también en la estación de Las Sabinas. Por otro lado, en las estaciones de la Ladera Sur (Pitres y Motril) el ARF en la TOA muestra siempre valores negativos. Estas diferencias en el ARF entre ambas laderas es consecuencia de las diferencias observadas en las propiedades de las partículas del aerosol de ambas laderas (Capítulo V.5).

Este forzamiento positivo en la TOA para ángulos cenitales bajos es observado también en los trabajos de Tegen et al. (2010) en Ouarzazate (Marruecos) en el experimento SAMUM. Tegen et al. (2008) muestran además que cuanto mayor sea la absorción de las partículas del polvo mineral mayores son los valores positivos del forzamiento en la TOA. Otros autores como Meloni et al. (2005), Lyamani et al. (2006), Gómez-Amo et al. (2010) y Valenzuela et al. (2012) encuentran siempre valores negativos para el forzamiento en la TOA, aunque próximos a cero en situaciones de polvo mineral absorbente y ángulos cenitales bajos.

Además, se aprecia cómo el mayor efecto radiativo (en valor absoluto) en la superficie se produce para un ángulo cenital de 60° . También se observan las menores diferencias entre los distintos periodos en ángulos cenitales altos ($>70^\circ$). Por otro lado, cuando aumenta el ángulo cenital el ARF en la TOA aumenta (en valor absoluto), produciéndose el mayor efecto radiativo para el ángulo cenital de 70° . Para ángulos cenitales mayores a 70° el ARF en la TOA disminuye (en valor absoluto). Estos efectos sobre el forzamiento radiativo obedecen a la respuesta de la función de fase del aerosol atmosférico y a la masa óptica. Parte de la radiación dispersada va hacia el espacio, aunque predomina la radiación dispersada en la dirección del haz incidente cuando las partículas no son esféricas. Al aumentar el radio equivalente de las partículas no esféricas aumenta también la radiación dispersada en la dirección del haz incidente. Así, al aumentar el ángulo cenital solar aumenta también la contribución de la radiación dispersada hacia delante que se añadiría al flujo radiativo saliente en la TOA (Meloni et al, 2005; Valenzuela et al, 2012). Para masas ópticas grandes (ángulos cenitales altos) se produce una mayor atenuación de la radiación por el aerosol presente en las capas cercanas a la superficie (camino óptico grande), disminuyendo el efecto sobre el forzamiento radiativo. Este resultado se encuentra también

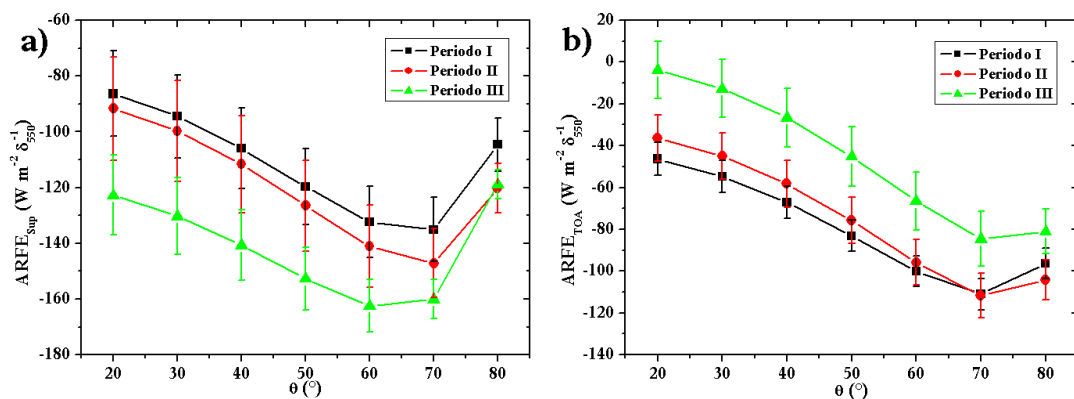


Figura VI.2: Dependencia con el ángulo cenital solar del ARFE en la superficie (a) y TOA (b) en la estación de Pitres (Periodo I - quema biomasa; Periodo II - marítimo polar; Periodo III - evento de polvo sahariano)

para el resto de estaciones, y es similar al encontrado por otros autores (Meloni et al, 2005; Lyamani et al, 2006; Gómez-Amo et al, 2010; Valenzuela et al, 2012).

Por otro lado, se observa que las diferencias en Armilla entre distintos periodos, en porcentaje, son menores en el ARFE que en el ARF (figura VI.1). Este fenómeno no se aprecia en otras estaciones como la de Pitres (figura VI.2). Teniendo en cuenta que el valor de ARF depende tanto de la cantidad como del tipo aerosol, mientras que ARFE depende del tipo de aerosol, se podría considerar que el aerosol presente en Armilla durante los diferentes periodos presenta ciertas similitudes que no se observan en otras estaciones. De hecho en el Capítulo V se observa como los valores de albedo de dispersión simple de Armilla se ven influidos por la presencia del aerosol urbano (tabla V.5), de modo que la llegada del polvo sahariano implica sólo un ligero aumento del valor de esta propiedad. En cambio en Pitres, con cargas de aerosol más bajas, la signatura del polvo sahariano produce un aumento sustancial del albedo de dispersión simple. Este resultado no se observa en el resto de las estaciones, donde encontramos diferencias en el ARFE de hasta el 50% para periodos con masas de aire con distinto origen. En la figura VI.2 mostramos un ejemplo del ARFE estimado para la estación de Pitres.

En la tabla VI.1 se presentan los valores del DARF en superficie, TOA y atmósfera para cada una de las estaciones y periodos temporales considerados (Capítulo V), mientras que en la figura VI.3 se presentan el DARF y DARFE en superficie, TOA y atmósfera. Hay que destacar cómo durante el periodo II en la estación de Las Sabinas el DARF en la TOA es $0.2 \pm 0.7 \text{ W/m}^2$, lo cual nos indica una situación con un comportamiento semejante al que tendría una atmósfera con muy carga de aerosol. También hay que destacar el valor promedio durante el periodo I del DARF en Motril en superficie ($-28 \pm 3 \text{ W/m}^2$) y en la TOA ($-13 \pm 3 \text{ W/m}^2$). Estos valores son los máximos de todas las estaciones y periodos, superando incluso los resultados del DARF para el evento de polvo sahariano (periodo III). Esto es debido al gran modo de acumulación observado durante el periodo I en Motril, llegando a ser del

Tabla VI.1: Medias y desviaciones estándar del DARF en superficie, en el TOA y en la atmósfera (W m^{-2}): I - Armilla-Las Sabinas-Pitres-Motril (quema biomasa); II - Armilla-Las Sabinas-Pitres-Motril (marítimo polar); III - Armilla-Las Sabinas-Pitres-Motril (evento de polvo sahariano); IV - Armilla (urbano).

		$DARF_{\text{superficie}}$		$DARF_{\text{TOA}}$		$DARF_{\text{atmósfera}}$	
		Media	Std	Media	Std	Media	Std
Armilla	I	-17	5	-3	3	14	2
	II	-9	2	-1	1	8	3
	III	-23	7	-3	3	21	8
	IV	-13	2	-3	1	11	3
Las Sabinas	I	-13	3	-2	1	11	4
	II	-6	2	0.2	0.7	7	3
	III	-18	5	-3	2	14	5
Pitres	I	-9	2	-6	2	3	1
	II	-5	2	-3	1	2	1
	III	-17	4	-5	1	12	14
Motril	I	-28	3	-13	3	15	5
	II	-11	5	-3	2	8	4
	III	-19	4	-5	1	13	4

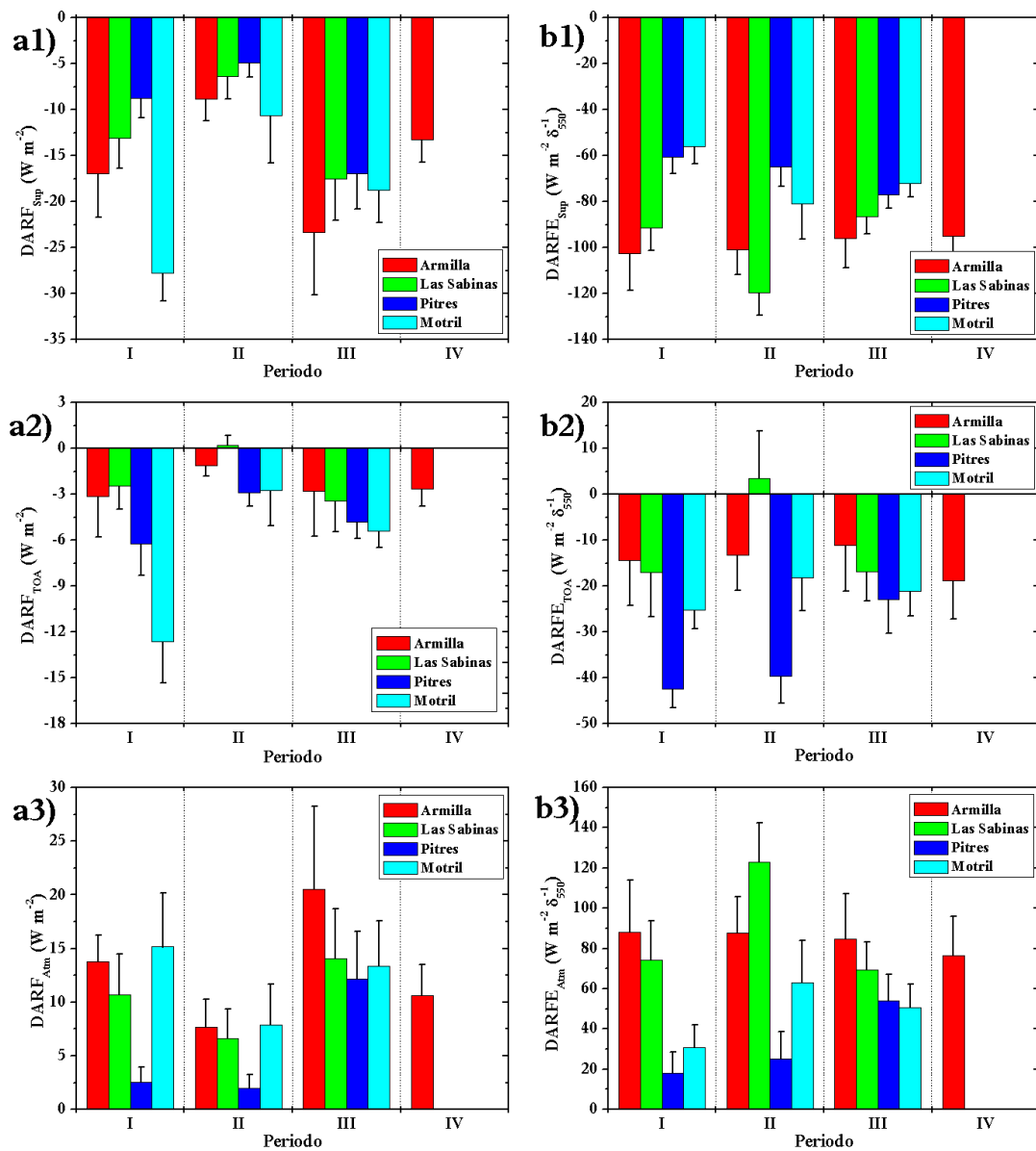


Figura VI.3. DARE (a1,b1,c1) y DARFE (a2,b2,c2) en la superficie (a), TOA (b) y atmósfera terrestre (c) durante VELETA 2002 (Periodo I - quema biomasa; Periodo II - marítimo polar; Periodo III - evento de polvo sahariano; Periodo IV - urbano).

orden del modo de partículas grandes durante el evento de polvo sahariano (figura V.27). Esta situación se debe al crecimiento higroscópico del aerosol debido a la alta humedad relativa de la estación de Motril y al acoplamiento del vapor de agua con las características del aerosol para las masas de aire de diferentes regiones (Estellés et al. 2006, Alados-Arboledas et al., 2008).

Al igual que ocurrió con el ARFE, se observa que en la estación de Armilla la variación del DARFE entre distintos periodos (7-13%) es menor que la del DARE (>20%), siendo estas variaciones mucho menores que las observadas en Las Sabinas y Motril, donde se encuentran diferencias del 30% entre distintos periodos (tabla VI.2). Estas diferencias se

deben a que las propiedades del aerosol en los distintos periodos se suavizan en la estación de Armilla debido al efecto del aerosol urbano.

En la tabla VI.2 se presentan algunos valores del DARFE que podemos encontrar en la bibliografía para la zona Europea-Mediterránea durante la época de verano (época en la que se desarrolló la campaña VELETA 2002). Para comparar estos resultados con los obtenidos por otros autores hay que tener en cuenta que, suponiendo la misma carga y propiedades del aerosol, los valores del DARF son mayores para la época del verano (mayor duración del día) que en invierno. Para la estación de Armilla encontramos para toda la campaña unos valores del DARFE en superficie (entre -95 ± 12 y -102 ± 16 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$) mayores que los obtenidos por Lyamani et al. (2006) en la ciudad de Granada durante un episodio de contaminación (-78 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$). La causa de esta diferencia en el DARFE en superficie entre el estudio de Lyamani et al. (2006) y este trabajo se encuentra en el diferente rango espectral utilizado. Markowicz et al. (2002) muestran una diferencia de $30-40$ $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$ entre utilizar un rango en el visible ($400-700$ nm) o uno mayor ($280-2800$ nm) para el DARFE en superficie. Si comparamos con autores que utilizan un rango espectral semejante al utilizado en este trabajo, encontramos que los valores del DARFE en Armilla son similares a los obtenidos para un aerosol urbano en Marsella (Francia) por Roger et al. (2006) (entre -114 y -124 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$) y por Saha et al. (2008) en Toulon (Francia) (entre -68 y -98 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$). Estos valores del DARFE en superficie se deben a que el aerosol urbano tiene una componente absorbente elevada en la atmósfera y una baja componente retrodispersante hacia el espacio (Roger et al., 2006).

En cambio, en el forzamiento en la TOA en la estación de Armilla para los tipos de aerosol de quema de biomasa (periodo I), marítimo polar (periodo II) y evento de polvo sahariano (periodo III) (entre -11 ± 10 y -14 ± 10 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$) es similar al obtenido por otros autores para polvo mineral (Meloni et al., 2005: entre -9 y -16 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$ en Lampedusa; Lyamani et al, 2006: -15 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$ en Granada; Saha et al, 2008: entre -10 y -12 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$ en Toulon; Tengen et al., 2010: -13.2 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$ en Ouarzazate). Estos valores, y también los del DARFE en superficie, muestran una mayor eficiencia de absorción del aerosol en la estación de Armilla que el mostrado por los autores anteriores en sus respectivos estudios. Por otro lado, para el periodo IV (aerosol urbano) se han obtenido valores (-19 ± 8 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$) muy similares a los obtenidos por Lyamani et al. (2006) (-19 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$) para una situación atmosférica dominada por la intrusión de partículas del centro de Europa.

Para la estación de Las Sabinas tenemos una situación similar a la encontrada en la estación de Armilla para los periodos I y III. Para el periodo II encontramos unos valores altos del DARFE en la superficie (-120 ± 10 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$), siendo estos valores comparables a los obtenidos por Roger et al. (2006) en Marsella (entre -114 y -124 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$) donde el aerosol era urbano. Además, el DARFE en la TOA para la estación de Las Sabinas durante el periodo II es positivo (4 ± 10 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$). No se han encontrado en la bibliografía valores positivos del DARFE en la TOA para la región Europea-Mediterránea. En cambio, sí se han observado valores positivos en Nueva Delhi asociados con valores bajos del albedo de dispersión simple ($\omega_0 \sim 0.8$ en 0.5 μm) producidos por la alta contaminación de la ciudad: 4 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$ y 20 $\text{W m}^{-2} \delta^{-1}$ para mayo y junio de 2006, respectivamente (Pandithurai et al., 2008). Aunque

Tabla VI.2. Tabla comparativa de DARFE en superficie y en la TOA ($W m^{-2} \delta^{-1}$) de varios estudios.

<i>Referencia</i>	$\lambda(\mu m)$	<i>Albedo superficie</i>	$DARFE_{Sur}$	$DARFE_{TOA}$	<i>Región/ Tipo aerosol</i>
Horvath et al. (2002)	0.44-0.78	0.2	-57	-11	Almería (ES) Contaminado
Horvath et al. (2002)	0.44-0.78	0.2	-68	-24	Viena (AT) Contaminado
Yu et al.(2006)	0.2-4.0	Depen. espectral	-98	-29	Europa Contaminado
Markowicz et. al (2002)	0.28-2.8	0.15	-85	-31	Creta (GR) Quema biomasa
Meloni et al. (2005)	0.4-0.7	0.02-0.37	(-30,-45)	(-9,-16)	Lampedusa (IT) Polvo mineral
Derimian et al. (2006)	0.175-2.270	0.23-0.35	-65	-22	Negev (IL) Polvo mineral
Derimian et al. (2006)	0.175-2.270	0.23-0.35	-62	-20	Negev (IL) Contaminado
Lyamani et al. (2006)	0.4-0.7	0.15	-73	-15	Granada (ES) Polvo mineral
Lyamani et al. (2006)	0.4-0.7	0.15	-78	-19	Granada (ES) Contaminado
Roger et al. (2006)	0.3-3.0	Depen. espectral	(-114,-124)	(-21,-31)	Marsella (FR) Urbano
Saha et al.(2008)	0.28-2.8	Depen. espectral	(-78,-82)	(-10,-12)	Toulon (FR) Polvo mineral
Saha et al.(2008)	0.28-2.8	Depen. espectral	(-68,-98)	(-11,-18)	Toulon (FR) Urbano
Tegen et al. (2010)	0.32-2.1	0.2	-73	-13	Quarazate (MA) Polvo mineral
Este trabajo	0.31-2.8	Depen. espectral	-102±16	-14±10	Armillá (ES) Quema biomasa
Este trabajo	0.31-2.8	Depen. espectral	-101±11	-13±8	Armillá (ES) Marítimo polar
Este trabajo	0.31-2.8	Depen. espectral	-96±13	-11±10	Armillá (ES) Polvo mineral
Este trabajo	0.31-2.8	Depen. espectral	-95±12	-19±8	Armillá (ES) Urbano
Este trabajo	0.31-2.8	Depen. espectral	-91±10	-17±10	Las Sabinas (ES) Quema biomasa
Este trabajo	0.31-2.8	Depen. espectral	-120±10	4±10	Las Sabinas (ES) Marítimo polar
Este trabajo	0.31-2.8	Depen. espectral	-86±8	-17±6	Las Sabinas (ES) Polvo mineral
Este trabajo	0.31-2.8	Depen. espectral	-61±7	-42±4	Pitres (ES) Quema biomasa
Este trabajo	0.31-2.8	Depen. espectral	-65±9	-40±6	Pitres (ES) Marítimo polar
Este trabajo	0.31-2.8	Depen. espectral	-77±6	-23±7	Pitres (ES) Polvo mineral
Este trabajo	0.31-2.8	Depen. espectral	-56±8	-25±4	Motril (ES) Quema biomasa
Este trabajo	0.31-2.8	Depen. espectral	-81±15	-18±7	Motril (ES) Marítimo polar
Este trabajo	0.31-2.8	Depen. espectral	-72±6	-21±5	Motril (ES) Polvo mineral

la estación de Las Sabinas no sea un lugar contaminado, la gran proporción de partículas pequeñas con una alta capacidad absorbente observadas durante el periodo II (Capítulo V) produce un albedo de dispersión simple similar al de lugares altamente contaminados.

En las estaciones de la Ladera Sur (Pitres y Motril) encontramos que el DARFE en superficie durante toda la campaña tiene valores similares a los encontrados por Derimian et al. (2006) en el desierto de Negev (Israel), tanto para una situación con polvo mineral como dominada por partículas contaminantes (entre -62 y $-65 \text{ W m}^{-2} \delta^{-1}$). Por otro lado, existen diferencias en el DARFE en la TOA entre ambas estaciones. En la estación de Pitres existen valores altos (en valor absoluto) del DARFE en la TOA, los cuales también son más elevados que los encontrados en otros estudios. Estos valores son debidos al carácter predominantemente dispersivo del aerosol de la estación ($\omega_{0,440}=0.97\pm 0.02$). En cambio, en la estación de Motril los valores varían entre -18 ± 7 y $-25\pm 4 \text{ W m}^{-2} \delta^{-1}$ los cuales son similares a los encontrados para lugares urbanos, como en Marsella donde Roger et al (2006) obtienen valores entre -21 y $-31 \text{ W m}^{-2} \delta^{-1}$.

En general, se observa que las estaciones de la Ladera Norte (Armillá y Las Sabinas) muestran valores más próximos entre sí que los de la Ladera Sur (Pitres y Motril), y viceversa. Esto pone de manifiesto, una vez más, la existencia de diferencias en las propiedades de las partículas del aerosol entre las dos laderas. Las partículas del aerosol de la Ladera Norte muestran valores (en valor absoluto) del DARFE más altos en superficie y más bajos en la TOA que en la Ladera Sur. Esto produce una mayor eficiencia de estas partículas respecto al calentamiento de la atmósfera en la Ladera Norte. Estas circunstancias podrían afectar a los procesos evaporativos en la superficie, a la estabilidad de la baja troposfera y a la disminución de los procesos convectivos debido al calentamiento del hollín. También podría llevar a un decrecimiento de la cobertura nubosa y precipitación (Markowicz et al., 2002).

Finalmente, la diferencia en las estimaciones del DARF y DARFE en ambas laderas se reduce durante el evento de polvo sahariano (periodo III), el cuál afectó a todas las estaciones por igual. Este hecho pone de manifiesto la importancia de este tipo de eventos a nivel regional, incluso cuando las propiedades del aerosol local son diferentes.

VII CONCLUSIONES

El objetivo principal de este trabajo ha sido la caracterización de las propiedades efectivas del aerosol en la columna atmosférica en una región que presenta una orografía compleja, teniendo en cuenta las distintas masas de aire que pueden llegar a esta región. Para llevar a cabo este objetivo se han utilizado técnicas de teledetección y modelos de transporte radiativo durante la campaña VELETA 2002. Esta campaña se desarrolló en el verano de 2002 en el macizo de Sierra Nevada (Granada), y en ella participaron numerosos equipos de investigación, tanto nacionales como internacionales, dentro del marco del Proyecto DEPRUVISE financiado por la CICYT-MCYT (CLI2000-0903-C8).

Para abordar el objetivo propuesto, en esta Memoria se han descrito y resumido los conceptos básicos necesarios para aproximar el análisis de las propiedades microfísicas y radiativas del aerosol atmosférico: magnitudes fundamentales, ecuación de transporte radiativo en un medio que absorbe y dispersa la radiación, y su particularización para la atmósfera de la Tierra. Para el estudio de las propiedades del aerosol atmosférico obtenidas mediante técnicas de inversión se ha utilizado el código de Nakajima et al. (1996), adaptándolo y modificándolo para la aplicación a nuestras medidas experimentales. También se ha analizado en este trabajo la reproducibilidad de sus resultados. Además, se ha utilizado el código de transferencia radiativa SBDART (Ricchazzi et al., 1998) para la estimación del forzamiento radiativo producido por el aerosol atmosférico en cada una de las estaciones y situaciones atmosféricas de la campaña. Para analizar las situaciones atmosféricas particulares se utilizaron fundamentalmente mapas sinópticos, el modelo de retrotrayectorias HYSPLIT (Draxler, 1996; Draxler and Hess, 1997; Draxler and Hess, 1998), imágenes del instrumento MODIS a bordo de las plataformas Terra y Aqua, y los datos meteorológicos habituales registrados en cada una de las estaciones.

En cuanto a la instrumentación, para llevar a cabo este objetivo se utilizaron fundamentalmente las medidas de radiancia del cielo y de irradiancia solar directa obtenidas con radiómetros solares CIMEL CE-318, en bandas espectrales en las que la absorción

gaseosa es mínima, instalados en diferentes estaciones de las laderas Norte y Sur del macizo de Sierra Nevada. La ubicación de las estaciones fue la siguiente: Motril (localización costera a nivel del mar) –ladera Sur–; Pitres (1200 m s.n.m.) –ladera Sur–; Pico Veleta (3398 m s.n.m.) –máxima elevación de la campaña–; Las Sabinas (2200 m s.n.m.) –ladera Norte–; Armilla (680 m s.n.m.) –ladera Norte–. Esta disposición de las estaciones proporcionó un fuerte gradiente en altura, considerando que la separación horizontal entre las estaciones más lejanas no superó los 50 km. Otra característica importante de la configuración de las estaciones es la proximidad al mar Mediterráneo y al Norte de África. La campaña se desarrolló del 8 al 24 de julio de 2002. Durante este periodo el área de estudio estuvo influenciada por fuentes de partículas procedentes del Atlántico, de Europa, del Norte de África, así como procedentes de fuentes locales.

Desde el 8 al 11 de julio de 2002 se llevó a cabo un estudio de calibración e intercomparación entre los instrumentos utilizados en la campaña, contando además con un radiómetro solar calibrado y cedido por la red AERONET. El análisis de la metodología de calibración, así como las intercomparaciones entre los distintos radiómetros solares también ha formado parte del trabajo de esta memoria de Tesis.

A modo de resumen, las conclusiones principales obtenidas en este trabajo han sido las siguientes:

- Se ha analizado con detenimiento el método de calibración del radiómetro solar CIMEL CE-318. Este instrumento requiere de dos calibraciones: calibración en irradiancias y en radiancias. La calibración de las medidas de irradiancia se ha llevado a cabo teniendo en cuenta un análisis exhaustivo del método Langley, así como de sus variantes publicadas por diferentes autores. La calibración en radiancias se ha realizado en laboratorio, utilizando dos lámparas espectrales para poder cubrir los canales de media disponibles en este instrumento. Teniendo en cuenta la alta probabilidad de cielos despejados en Sierra Nevada a lo largo del año, y su accesibilidad hasta 2600 m s.n.m., los resultados ponen de manifiesto el gran interés de esta localización para la calibración de radiómetros solares por el método Langley. Por otro lado, los cuatro métodos de calibración Langley analizados en la memoria (Langley, Langley mejorado, Langley astronómico y Langley astronómico mejorado) muestran resultados similares, siendo las diferencias encontradas menores al error experimental de las constantes de calibración (0.01). Si las condiciones atmosféricas lo permiten (cielo sin nubes y estabilidad atmosférica) el calibrado Langley sería suficiente para obtener un buen resultado de las constantes de calibración, y no sería necesario acudir a otras técnicas más sofisticadas. Si se incluyen en la calibración los canales del ultravioleta, los mejores resultados se encuentran para masas ópticas entre 2.5 y 5.5. Se ha verificado que la metodología de calibración, tanto en irradiancias como en radiancias, es consistente comparándola con los resultados obtenidos a partir de la metodología utilizada en la red AERONET.

- Teniendo en cuenta que se han utilizado diferentes radiómetros solares, y también que uno de ellos fue calibrado por la red AERONET, la campaña de intercomparación ha puesto de manifiesto la bondad de la técnica de transferencia de calibrado. Los resultados experimentales han mostrado la reproducibilidad de la profundidad óptica del aerosol obtenida con los distintos radiómetros, siendo su desviación estándar menor al error admitido por las redes internacionales (0.01 en los canales del visible y 0.02 en el ultravioleta). En cuanto a las medidas de radiancia del cielo, los resultados muestran la reproducibilidad de las medidas en cada uno de los canales espectrales, siendo las desviaciones estándar menores al 10% (valor máximo admitido por las redes internacionales).
- Desde un punto de vista metodológico, se ha analizado la precisión del código de inversión en medidas individuales por comparación de los resultados obtenidos con cada uno de los radiómetros utilizados en la campaña de intercomparación. Los resultados muestran estimaciones de los parámetros similares (<10%) cuando las diferencias en las medidas de radiancia son inferiores al 10%. Por otro lado, las diferencias observadas en las distribuciones de tamaño, fundamentalmente en los extremos de la distribución, no afectan de un modo significativo al resto de las propiedades radiativas derivadas. Además, se han analizado los resultados de la inversión teniendo en cuenta las configuraciones en las medidas de radiancia del almucantar y del plano principal. Los resultados obtenidos con ambas configuraciones son similares (<4%), lo cual nos permite hacer un seguimiento de las propiedades microfísicas y radiativas del aerosol atmosférico a lo largo del día, y no solamente para ángulos cenitales solares mayores a 50° (configuración del almucantar).
- Se han comparado los parámetros microfísicos y radiativos obtenidos durante la campaña de intercomparación teniendo en cuenta la metodología de AERONET (Dubovik et al., 2002) y los resultados proporcionados por nuestra metodología. Los resultados muestran en general un buen acuerdo. Las diferencias en los parámetros (<10%) están dentro del intervalo de error aceptado en estas metodologías, a excepción del índice de refracción y el modo de acumulación donde los resultados muestran diferencias significativas que pueden llegar hasta el 15%.
- Teniendo en cuenta la situación sinóptica, la historia de las masas de aire y la ubicación de cada una de las estaciones, se han analizado las propiedades microfísicas y radiativas del aerosol atmosférico en la campaña VELETA 2002 y las posibles correlaciones entre los distintos parámetros observados: profundidades ópticas, parámetros de Ångström, parámetros de la distribución de volumen, albedo de dispersión simple y parámetro de asimetría. Este análisis ha permitido dividir las condiciones atmosféricas de la campaña en cuatro periodos diferentes: I (masa de aire con origen en la costa este de Canadá y EE.UU.), II (masas de aire con origen Marítimo Polar), III (masas de aire con origen Mediterráneo, Atlántico y con influencia de polvo mineral africano) y IV (masas de aire con partículas de tipo continental). En estos periodos se han analizado las variaciones de las propiedades

del aerosol atmosférico con la altura, encontrándose un carácter absorbente estable en las partículas de la estación de Armilla ($\omega_{0,440}=0.87\pm 0.03$). También se han observado propiedades similares en la estación de Las Sabinas cuando las condiciones meteorológicas favorecen el ascenso de la capa de mezcla ($\omega_{0,440}=0.85\pm 0.04$). En las estaciones de la Ladera Sur de Sierra Nevada (Pitres y Motril) no se observa el marcado carácter absorbente de las partículas en ninguno de los periodos analizados ($\omega_{0,440}=0.95\pm 0.03$ en Pitres; $\omega_{0,440}=0.92\pm 0.03$ en Motril), lo cual pone de manifiesto la acción “barrera” que produce el macizo de Sierra Nevada. También se ha puesto de manifiesto la gran influencia que ejercen las partículas marinas sobre el aerosol atmosférico en la estación de Motril ($n=1.45\pm 0.05$, $k=0.006\pm 0.003$). Este estudio ha permitido también analizar la evolución temporal de los efectos de las masas de aire en esta zona con orografía compleja, dependiendo del recorrido de las masas de aire, y el efecto de las partículas con origen transfronterizo. Los análisis de las correlaciones entre los distintos parámetros han permitido establecer ecuaciones paramétricas que podrían utilizarse en un futuro como parámetros de entrada en los modelos climáticos. Entre ellas, destaquemos la gran correlación obtenida entre el contenido en volumen de la distribución de tamaño frente al parámetro de Ångström ($V_{cT}=0.005(\pm 0.001) + 0.91(\pm 0.01)\cdot\beta_{440-1020}$, $R^2=0.94$).

- Por último, se han realizado estimaciones del forzamiento radiativo producido por el aerosol atmosférico en la superficie terrestre, en la TOA y en la atmósfera. Los resultados ponen de manifiesto la importancia del aerosol local sobre las estimaciones del forzamiento radiativo, tanto a nivel de superficie como en la TOA o en la atmósfera. Este hecho hace que encontremos grandes diferencias en el forzamiento radiativo producido por el aerosol atmosférico en estaciones muy próximas y bajo las mismas masas de aire que llegan a la región. Por ejemplo, el forzamiento radiativo diario en superficie durante los primeros días de la campaña fue en promedio: -17 ± 5 W/m² en la estación de Armilla; -13 ± 3 W/m² en Las Sabinas; -9 ± 2 W/m² en Pitres; -28 ± 3 W/m² en Motril. Las estimaciones del forzamiento radiativo diario efectivo producido por el aerosol atmosférico en las estaciones de Amilla (superficie $(-102,-95)$ Wm⁻²δ⁻¹, TOA $(-19,-11)$ Wm⁻²δ⁻¹), Las Sabinas (superficie $(-91,-86)$ Wm⁻²δ⁻¹, TOA $(-17,4)$ Wm⁻²δ⁻¹) y Motril (superficie $(-72,-56)$ Wm⁻²δ⁻¹, TOA $(-25,-18)$ Wm⁻²δ⁻¹) muestran valores típicos de lugares con partículas contaminantes. En el caso de la estación de Pitres, el forzamiento radiativo diario efectivo (superficie $(-61,-77)$ Wm⁻²δ⁻¹, TOA $(-42,-23)$ Wm⁻²δ⁻¹) muestra valores correspondientes a partículas poco absorbentes. Además, estas estimaciones ha puesto de manifiesto que las partículas provenientes del Norte de África y de quema de biomasa que llegan a nuestras latitudes tienen capacidad de producir un calentamiento neto de la atmósfera ($DARF_{atmósfera}$ en Armilla $(14,21)$ Wm⁻²).

VIII LISTADO DE SÍMBOLOS

A continuación se presenta una lista de los símbolos utilizados en este trabajo.

B_λ	Función de Planck
c	Velocidad de la luz
E	Campo eléctrico
\mathcal{E}	Energía radiativa
E	Irradiancia
\mathcal{F}	Densidad de Flujo de radiación
F	Componente z de la densidad de flujo de radiación
F_{atm}	Forzamiento radiativo en la atmósfera
F_{sup}	Forzamiento radiativo en la superficie
F_{TOA}	Forzamiento radiativo en el tope de la atmósfera
g	Parámetro de asimetría
J	Intensidad media
J_n	Función de Bessel de primer orden
j_n	Función esférica de Bessel
K	Funciones Kernel
K_{ext}	Función Kernel o núcleo de extensión
k	Número de onda
k	Parte imaginaria del índice de refracción
H	Campo magnético
H_n	Función de Bessel de segunda especie
h_n	Función esférica de Bessel
i_1, i_2	Funciones intensidad de la onda
L	Radiancia o intensidad específica

\tilde{m}	Índice de refracción
m	Distribución de tamaño de masa
m_a	Masa óptica absoluta
m_r	Masa óptica relativa
N	Número de partículas por unidad de volumen
\mathbf{n}	Vector de dirección de propagación de la radiación
n	Parte real del índice de refracción
n	Distribución de tamaño de número
P_n^l	Función de Legendre
p	Función de fase
Q_{ext}	Factor de eficiencia de extinción
Q_{abs}	Factor de eficiencia de absorción
Q_{sca}	Factor de eficiencia de dispersión
\mathcal{R}	Función de redistribución
R_\odot	Distancia media Tierra-Sol
R_λ	Radiancia normalizada
\mathbf{r}	Vector de posición
r	Radio de una partícula
r	Cociente de distancias Tierra-Sol
r_m	Radio medio de un modo de partículas
r_{efec}	Radio efectivo de un modo de partículas
\mathbf{S}	Vector superficie
S	Función fuente
S_1, S_2	Funciones amplitud
T	Temperatura
t	Tiempo
v	Distribución de tamaño de volumen
V_c	Concentración en volumen de un modo de partículas
V_λ	Respuesta del detector a una señal de entrada.
x	Parámetro de tamaño
α	Exponente de Ångström
β	Coefficiente de turbiedad de Ångström
β_λ	Profundidad óptica diferencial de dispersión
δ	Profundidad óptica
η^t	Coefficiente de emisión térmica

η^s	Coefficiente de emisión por dispersión
η	Coefficiente de emisión o emisividad
Θ	Ángulo de dispersión
θ	Ángulo cenital
ϕ	Perfil de absorción
κ	Coefficiente de absorción térmica
λ	Longitud de onda
μ	Coseno del ángulo cenital
ρ	Densidad del medio
σ	Coefficiente de dispersión
σ	Desviación estándar de un modo de partículas
τ	Espesor óptico
χ	Coefficiente de extinción, opacidad o coeficiente de absorción total
ψ	Perfil de emisión
Ω	Ángulo sólido
ω_0	Álbedo de dispersión simple

IX BIBLIOGRAFÍA

- Alados-Arboledas, L., Lyamani, H. and Olmo, F.J. (2003). Aerosol size properties at Armilla, Granada (Spain). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **129**, 1395-1413, doi: 10.1256/qj.01.207.
- Alados-Arboledas, L., Olmo, F.J., Alcántara, A., Lyamani, H., Lorente, J., Martínez-Lozano, J.A., Cachorro, V., Labajo, A., de la Morena, B., Díaz, A., Pujadas, M., Horvath, H., Silva, A.M., Pavese, G. (2004a). VELETA 2002 field campaign a general overview. *Óptica Pura y Aplicada* **37 (3)**, 3271-3276.
- Alados-Arboledas, L., H. Horvath, F.J. Olmo, A. Alcántara, M. Gangl , H. Lyamani, J. Lorente, A. Martínez-Lozano , V. Cachorro , A. Labajo, B. De La Morena, J.P. Díaz, M. Pujadas, A.M. Silva, G. Pavese (2004b). Atmospheric aerosol changes in the vertical followed by sunphotometers and telephotometers during VELETA 2002. *Journal of the Aerosol Science* **35 (S1)**, 503-504.
- Alados-Arboledas, L., Alcántara, A., Olmo, F.J., Martínez-Lozano, J.A., Estellés, V., Cachorro, V., Silva, A.M., Horvath, H., Gangl, M., Díaz, A., Pujadas, M., Lorente, J., Labajo, A., Sorribas, M., Pavese, G. (2008). Aerosol columnar properties retrieved from CIMEL radiometers during VELETA 2002. *Atmospheric Environment*, **42**, 2654-2667, doi:10.1016/j.atmosenv.2007.10.006.
- Alcántara-Ruiz, A., Olmo, F.J., Alados-Arboledas, L. (2004). Langley calibrations of sunphotometer at Sierra Nevada, Granada, Spain. *Óptica Pura y Aplicada*, **37 (3)**, 3263-3269.
- Ångström, A. (1929). On the atmospheric transmission of sun radiation and on dust in the air. *Geografiska Annaler* **11**, 156-166.

- Blanco-Muriel, M., Alarcon-Padilla, D.C., Lopea-Moratalla, T., Lara-Coira, M. (2001). Computing the solar vector. *Solar Energy* **70** (5), 431-441.
- Bodhaine, B.A., Wood, N.B., Dutton, E.G., Slusser, J.R. (1999). On Rayleigh optical depth calculations. *Journal Atmospheric Oceanic Technology* **16**, 1854-1861.
- Boi, C., Tonna, G., Dalu, R., Nakajima, T., Olivieri, B., Pompei, P., Campanelli, M. and Rao, A. (1999). Calibration and data elaboration procedure for sky irradiance measurements. *Applied Optics* **38**, 896-907.
- Box, M.A. and Deepak, A. (1978). Single and multiple scattering contributions to circumsolar radiation. *Applied Optics* **17**, 3794-3797.
- Box, M.A., Deepak, A. (1979). Retrieval aerosol size distributions by inversion of simulated aureole data in presence of multiple scattering. *Applied Optics* **18**, 1376-1382.
- Box, M.A. and Deepak, A. (1981). An approximation to multiple scattering in the Earth's atmosphere: Almuqantar radiation formulation. *Journal of Atmospheric Science* **38**, 1037-1048.
- Box, M.A. and Viera, G. (1989). Information content of aerosol remote sensing experiments: scattering versus extinction Proceedings of the *International Radiation Symposium 1988*. Lenoble J. And Geleyn J.F., Eds, Deepak, Hampton, Va., 579.
- Box, M.A. (1981). Finite bandwidth and scattered light effects on the radiometric determination of atmospheric turbidity and the solar constant. *Applied Optics* **20**, 2215-2219.
- Bucholtz, A. (1995). Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere. *Applied Optics* **34**, 2765-2773.
- Bush, B.C. and Valero, F.P.J. (2003). Surface aerosol radiative forcing at Gosan during the ACE-Asia campaign. *Journal Geophysical Research*, **108**, D23, 8660, doi: 10.1029/2002JD003233.
- Cachorro, V., González, M.J., de Frutos, A.M., Casanova, J.L. (1989). Fitting Ångström formula to spectrally resolved aerosol optical thickness. *Atmospheric Environment* **23**, 265-270.
- Casas Castillo, M.C. and Alarcón Jordán, M. (1999). Meteorología y clima. Ediciones UPC, Barcelona, p. 155

- Che, H., Shi, G., Uchiyama, A., Yamazaki, A., Chen, H., Goloub, P. and Zhang X. (2008). Intercomparison between aerosol optical properties by a PREDE skyradiometer and CIMEL sunphotometer over Beijing, China. *Atmospheric Chemistry and Physics* **8**, 3199-3214.
- Christensen, J. H. (1997). The Danish eulerian hemispheric model - A three-dimensional air pollution model used for the Arctic. *Atmospheric Environment* **31**, 4169-4191.
- Curcio, J.A. (1996). Evaluation of atmospheric aerosol particle size distribution from scattering measurements in the visible and infrared. *Journal Optical Society American* **51**, 548-551.
- D'Almeida, G.A., Koepke, P., Shettle, E.P. (1991). Atmospheric Aerosols. Global Climatology and Radiative Characteristics. A. Deepak Hampton, Va., p. 561.
- Davies, C.N. (1974). Size distribution of atmospheric particles. *Journal Aerosol Science* **5**, 293-300.
- Deepak, A. (1977). Inversion of solar aureole measurements for determining aerosol characteristics. Inversion methods in atmospheric remote sensing. A. Deepak de., Academic, San Diego, California, p. 265.
- Deirmendjian, D. (1964). Scattering and polarization properties of water clouds and hazes in the visible and infrared. *Applied Optics* **3**, 187-196.
- Deirmendjian, D. (1970). Use of scattering techniques in cloud microphysics research. 1. The aureole method. Rand Corp. Rep. R-590-PR (Rand Corp., Santa Monica, California).
- Derimian, Y., Karnieli, A., Kaufman, Y.J., Andreae, M.O., Andreae, T.W., Dubovik, O., Maenhaut, W., Koren, I. and Holben, B.N. (2006). Dust and pollution aerosols over the Negev desert, Israel: Properties, transport, and radiative effect. *Journal Geophysical Research*, **111**, D05205, doi: 10.1029/2005JD006549.
- Dockery, D.W., Pope, C.A. 3rd, Xu, X., Spengler, J.D., Ware, J.H., Fay, M.E., Ferris, B.G. Jr, Speizer, F.E. (1993). An association between air pollution and mortality in six U.S. cities. *The New England Journal of Medicine* **329 (24)**, 1753-1759.
- Draxler, R.R. (1996). Boundary layer isentropic and kinematic trajectories during the August 1993 North Atlantic Regional Experiment Intensive. *Journal Geophysical Research* **101, D22**, 29255-29268.
- Draxler, R.R. and Hess, G.D.(1997). Description of the HYSPLIT_4 modelling system. ERL ARL-224, p. 24.

- Draxler, R.R. and Hess, G.D. (1998). An overview of the HYSPLIT_4 modelling system for trajectories, dispersion and deposition. *Australian Meteorological Magazine* **47**, 295-308.
- Draxler, R.R. and Rolph, G.D. (2010). HYSPLIT (HYbrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory) Model access via NOAA ARL READY Website (<http://ready.arl.noaa.gov/HYSPLIT.php>). NOAA Air Resources Laboratory, Silver Spring, MD.
- Dubovik, O. and King, M.D. (2000). A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from sun and sky radiance measurements. *Journal Geophysical Research* **105**, D16, 20673-20696.
- Dubovik, O., Holben, B.N., Lapyonok, T., Sinyuk, A., Mishchenko, M.I., Yang, P. and Slutsker, I. (2002). Non-spherical aerosol retrieval method employing light scattering by spheroids. *Geophysical Research Letters* **29** (10), doi: 10.1029/2001GL014506.
- Dubovik, O., Sinyuk, A., Lapyonok, T., Holben, B.N., Mishchenko, M., Yang, P., Eck, T.F., Volten, H., Muñoz, O., Veihelmann, B., van der Zande, W.J., Leon, J.F., Sorokin, M., and Slutsker, I. (2006). Application of spheroid models to account for aerosol particle nonsphericity in remote sensing of desert dust. *Journal Geophysical Research* **111**, D11208, doi:10.1029/2005JD006619.
- Dutton, E.G., Reddy, P., Ryan, S. and DeLuisi, J. (1994). Features and effects of aerosol optical depth observed at Mauna Loa, Hawaii: 1982-1992. *Journal Geophysical Research* **99**, 8295-8306.
- Eck, T.F., Holben, B.N., Reid, J.S., Dubovik, O., Smirnov, A., O'Neill, N.T., Slutsker, I., Kinne, S. (1999). Wavelength dependence of the optical depth of biomass burning, urban, and desert dust aerosols. *Journal of Geophysical Research* **104**, D24, 31333-31349.
- Eck, T.F., Holben, B.N., Ward, D.E., Dubovik, O., Reid, J.S., Smirnov, A., Mukelabai, M.M., Hsu, N.C., O'Neill, N.T. And Slutsker, I. (2001a). Characterization of the optical properties of biomass burning aerosols in Zambia during the 1997 ZIBBEE field campaign. *Journal Geophysical Research* **106**, D4, 3425-3448.
- Eck, T.F., Holben, B.N., Dubovik, O., Smirnov, A., Slutsker, I., Lobert, J.M. and Ramanathan, V. (2001b). Column-integrated aerosol optical properties over the Maldives during the northeast monsoon for 1998-2000. *Journal Geophysical Research* **106**, D22, 28555-28566.
- Esposito, F., Serio, C., Horvath, H. and Romano, F. (1996). Vertical and horizontal aerosol spectral extinction at a rural location in southern Italy. *Journal Geophysical Research* **101**, D14, 19285-19292.

- Estellés, V., Utrillas, M.P., Martínez-Lozano, J.P., Alcántara, A., Olmo, F.J., Alados-Arboledas, L., Lorente, J., Cachorro, V., Horvath, H., Labajo, A., de la Morena, B., Vilaplana, J.M., Díaz, A.M., Díaz, J.P., Elias, T., Silva, A.M., Pujadas, M., Rodríguez, J.A. Aerosol related parameters intercomparison of Cimel sunphotometers in the frame of the VELETA 2002 field campaign (2004). *Óptica Pura y Aplicada*, **37** (3), 3289-3297.
- Estellés, V., Utrillas, M.P., Martínez-Lozano, J.A., Alcántara, A., Alados-Arboledas, Olmo, F.J., L., Lorente, J., de Cabo, X., Cachorro, V., Horvath, H., Labajo, A., Vilaplana, J.M., Díaz, A.M., Díaz, J.P., Silva, A.M., Elias, T., Pujadas, M., Rodríguez, J.A., Cañada, J., García, Y. (2006). Intercomparison of spectroradiometers and Sun photometers for the determination of the aerosol optical depth during the VELETA-2002 field campaign. *Journal of Geophysical Research* **111**, D17207, doi:10.1029/2005JD006047.
- Estellés, V., Martínez-Lozano, J.A., Utrillas, M.P. and Campanelli, M. (2007). Columnar aerosol properties in Valencia (Spain) by ground-based Sun photometry. *Journal of Geophysical Research* **112**, D11201, doi:10.1029/2006JD008167.
- Gillette, D.A. (1974). On the production of soil wind erosion aerosols having the potential for long range transport. *Journal de Recherches Atmospheriques*, **3-4**, 735-744.
- Gómez-Amo, J.L., di Sarra, A., Meloni, D., Cacciani, M., Utrillas, M.P. (2010). Sensitivity of shortwave radiative fluxes to the vertical distribution of aerosol single scattering albedo in the presence of a desert dust layer. *Atmospheric Environment* **44**, 2787-2791, doi:10.1016/j.atmosenv.2010.04.041.
- Goody, R. M. and Y. L. Young (1989). *Atmospheric Radiation (Theoretical basis)*. Oxford University Press, p. 519
- Grassl, H. (1971). Determination of aerosol size distribution from spectral attenuation measurements. *Applied Optics* **10**, 2534-2538.
- Gueymard, C. A. (1993). Mathematically integrable parameterization of clear-sky beam and global irradiances and its use in daily irradiation applications. *Solar Energy* **50**, 385-397.
- Gueymard, C.A. (2001). Parameterized transmittance model for direct beam and circumsolar spectral irradiance. *Solar Energy* **71**, 325-346.
- Hansen, J.E., Travis, L.D. (1974). Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Reviews* **16**, 527-610.
- Hansen, J.E. (1971). Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres. Part II: Sunlight reflected by terrestrial water clouds. *Journal Atmospheric Sciences* **28**, 2107-2111.

- Hansen, J., Sato, M., Nazarenko, L., Ruedy, R., Lacis, A., Koch, D., Tegen, I., Hall, T., Shindell, D., Santer, B., Stone, P., Novakov, T., Thomason, L., Wang, R., Wang, Y., Jacob, D., Hollandsworth, S., Bishop, L., Logan, J., Thompson, A., Stolarski, R., Lean, J., Willson, R., Levitus, S., Antonov, J., Rayner, N., Parker, D. and Christy, J. (2002). Climate forcings in goddard Institute for Space Studies SI2000 simulations. *Journal Geophysical Research* **107**, doi: 10.1029/2001JD001143.
- Harrison, L.J., Michalsky, J. (1994). Automated multi-filter rotating shadow-band radiometer: An instrument for optical depth and radiation measurements. *Applied Optics* **33**, 5118-5125.
- Hess, M., Koepke, P., Schült, I. (1998). Optical properties of aerosol and clouds. The software package OPAC. *Bulletin American Meteorology Society* **79**, **5**, 831-844.
- Hitzenberger, R., Rizzi, R. (1986). Retrieval and measured aerosol mass size distributions: a comparison. *Applied Optics* **25**, 546-553.
- Holben, B.N., Eck, T.F., Slutsker, I., Tanre, D., Buis, J.P., Setzer, A., Vermote, E., Reagan, J.A., Kaufman, Y.J., Nakajima, T., Lavenu, F., Jankowiak, I., Smirnov, A. (1998). AERONET - A federated instrument network and data archive for aerosol characterization. *Remote Sensing of Environment* **66** (1), 1-16.
- Horvath, H. (1981). The University of vienna Telephotometer. *Atmospheric Environment* **15**, 2279-2287.
- Horvath, H., Kreiner, I., Norek, C., Preining, O. and Georgi, B. (1988). Diesel emissions in Vienna. *Atmospheric Environment* **22**, 1255-1269.
- Horvath, H. (1993). Atmospheric light absorption, a review. *Atmospheric Environment* **27A**, 293-317.
- Horvath, H., Kasahara, M. and Pesava, P. (1996). The size distribution and composition of the atmospheric aerosol at a rural and nearby urban location. *Journal Atmospheric Science* **27**, **3**, 417-435.
- Horvath, H. (1997). Experimental calibration of aerosol light absorption measurements using th integrating plate method. *Journal Aerosol Science* **28**, 1149-1161.
- Horvath, H. (1998). Influence of Atmospheric Aerosols upon the Global Radiation Balance. Atmospheric particles, R. M. Harrison and R. Van Grieken Eds, John Wiley&Sons Ltd.
- Horvath, H., Alados-Arboledas, L., Olmo, F.J., Jovanovic, O., Gangl, M., Kaller, W., Sánchez, C., Sauerzopf, H. and Seidl, S. (2002). Optical characteristics of the aerosol in Spain and Austria and its effect on radiative forcing. *Journal Geophysical Research* **107**, **D19**, 4386, doi:10.1029/2001JD001472.

- IPCC-Intergovernmental Panel on Climate Change(2001). The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge University Press, New York, p. 881
- IPCC-Intergovernmental Panel on Climate Change(2007). The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge University Press, New York, p. 996
- Iqbal, M. (1983). An Introduction to Solar Radiation. Academic Press, New York, p. 101
- Jayaraman, A., Gadhavi, H., Ganguly, D., Misra, A., Ramachandran, S., Rajesh, T.A. (2006). Spatial variations in aerosol characteristics and regional radiative forcing over India: Measurements and modeling of 2004 road campaign experiment. *Atmospheric Environment* **40**, 6504-6515.
- Junge, C. (1963). Air Chemistry and Radioactivity. Academic Press, New York, p. 382
- Kandlikar, M and Ramachandran, G. (1999). Inverse methods for analysing aerosol spectrometer measurements: A critical review. *Journal of Aerosol Science* **30**, 413-437.
- Kaskaoutis, D.G., Badarinath, K.V.S., Shailesh Kumar Kharol, Anu Rani Sharma and Kambezidis, H.D. (2009). Variations in the aerosol optical properties and types over the tropical urban site of Hyderabad, India. *Journal Geophysical Research* **114**, D22204, doi:10.1029/2009JD012423.
- Kaufman, Y.J. and Fraser, R.S. (1983). Light extinction by aerosols during summer air pollution. *Journal Applied Meteorology* **22**, **10**, 1694-1706.
- Kaufman, Y.J., Gitelson, A., Karnieli, A., Ganor, E., Fraser, R.S., Nakajima, T., Matoo, S. and Holben, B.N. (1994). Size distribution and scattering phase function of aerosol particles retrieved from sky brightness measurements. *Journal of Geophysical Research* **99**, **D5**, 10341-10356.
- Kaufman, Y.J., Tanré, D., Gordon, H.R., Nakajima, T., Lenoble, J., Frouin, R., Grassl, H., Herman, B.M., King, M.D. and Teillet, P.M. (1997). Passive remote sensing of tropospheric aerosol and atmospheric correction for the aerosol effect. *Journal Geophysical Research* **102**, **D14**, 16815-16830.
- Kim, D. H., Sohn, B. J., Nakajima, T., Takamura, T., Choi, B. C., and Yoon, S. C. (2004). Aerosol optical properties over east Asia determined from ground-based sky radiation measurements. *Journal Geophysical Research* **109**, D02209, doi:10.1029/2003JD003387.

- King, M.D., Byrne, D.M., Herman, B.M. and Reagan, J. A. (1978). Aerosol size distributions obtained by inversion of spectral optical depth measurements. *Journal of Atmospheric Science* **35**, 2153-2167.
- King, M.D. (1982). Sensitivity of constrained linear inversion to the selection of the Lagrange multiplier. *Journal of Atmospheric Science* **39**, 1356-1369.
- Klein, H., Wind, P., van Loon, M. (2004a). Transboundary air pollution by main pollutants (S, N, O₃) and PM: Spain. Norwegian Meteorological Institute, p. 20.
- Klein, H., Wind, P., van Loon, M. (2004b). Transboundary air pollution by main pollutants (S, N, O₃) and PM: Portugal. Norwegian Meteorological Institute, p. 19.
- Koepke, P. and Hess, M. (1988). Scattering functions of tropospheric aerosol: The effects of nonspherical particles. *Applied Optics* **27**, 2422-2430.
- Kubilay, N., Nickovic, S., Moulin, C. and Dulac, F. (2000). An illustration of the transport of mineral dust onto the eastern Mediterranean. *Atmospheric Environment* **34**, 1293-1303.
- Lenoble, J. (1993). Atmospheric radiative transfer. A. Deepak Publishing, Hampton, Va, p. 421.
- Lin, C.I., Baker, M.B. and Charlson, R.G. (1973). Absorption coefficient of the atmospheric aerosol. *Applied Optics* **12**, 1356-1363.
- Liou, K.N. (1980). An Introduction to Atmospheric Radiation. Academic Press, London, p. 392.
- Lohmann, U. and Freichter, J. (2001). Can the direct and semi-direct aerosol effect compete with the indirect effect on a global scale?. *Geophysical Research Letters* **28**, 159-161.
- Lyamani, H., Olmo, F.J. and Alados-Arboledas, L. (2004). Long-term changes in aerosol radiative properties at Armilla (Spain). *Atmospheric Environment* **38**, 5935-5943.
- Lyamani, H., Olmo, F.J., Alcántara and L. Alados-Arboledas (2006a). Atmospheric aerosols during the 2003 heat wave in Southeastern Spain II: Microphysical columnar properties and radiative forcing. *Atmospheric Environment* **40**, 6465-6476.
- Lyamani, H., Olmo, F.J., Alcantara, A. and Alados-Arboledas, L. (2006b). Atmospheric aerosols during the 2003 heat wave in southeastern Spain I: spectral optical depth. *Atmospheric Environment* **40**, 6453-6464.
- Lyamani, H., Olmo, F. J., and Alados-Arboledas, L. (2010). Physical and optical properties of aerosols 10 over an urban location in Spain: seasonal and diurnal variability. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **10**, 239–254, doi:10.5194/acp-10-239-2010.

- Lyamani, H., Olmo, F.J., Foyo, I. and Alados-Arboledas, L. (2011). Black carbon aerosols over an urban area in south-eastern Spain: Changes detected after the 2008 economic crisis. *Atmospheric Environment* **45**, 6423-6432, doi:10.1016/j.atmosenv.2011.07.063.
- Marani, S., Tomasi, C., Vitale, V. (2002). Convective transport of particulate matter in an Apennine valley. 1.- Sun-photometric measurements of aerosol optical depth time-variations at various altitudes. *Atmospheric Research* **61**, 89-113.
- Markowicz, K., Flatau, P.J., Ramana, M.V., Crutzen, P.J. and Ramanathan, V. (2002). Absorbing mediterranean aerosols lead to a large reduction in the solar radiation at the surface. *Geophysical Research Letters* **29** (20), doi: 10.1029/2002GL015767.
- Martínez-Lozano, J.A., Utrillas, M.P., Tena, F., Cachorro, V. (1998). The parameterisation of the atmospheric aerosol optical depth using the Ångström power law. *Solar Energy* **63**, 303-311.
- Meloni, D., di Sarra, A., di Iorio, T. and Fiocco G. (2005). Influence of the vertical profile of Saharan dust on the visible direct radiative forcing. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, **93**, 397–413.
- Meloni, D., di Sarra, A., Pace, G. and Monteleone, F. (2006). Aerosol optical properties at Lampedusa (Central Mediterranean). 2. Determination of single scattering albedo at two wavelengths for different aerosol types. *Atmospheric Chemistry and Physics* **6**, 715-727.
- Michalsky, J.J. (1988). The Astronomical Almanac's algorithm for approximate solar position (1950-2050). *Solar Energy* **40**, 227-235.
- Mie, G. (1908). Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik, Vierte Folge* **25** N° 3, 377-445.
- Mihalas, D.(1978). Stellar Atmospheres. W.H. Freeman and Company, San Francisco, p. 632
- Mishchenko, M.I., Travis, L.D., Kahn, R.A., West, R.A. (1997). Modeling phase function for dust-like tropospheric aerosol using a shape mixture of randomly oriented polydisperse spheroids. *Journal Geophysical Research* **102**, **D14**, 16831-16847.
- Mitchell, R.M., Forgan, B.W. (2003). Aerosol Measurement in the Australian Outback: Intercomparison of Sun Photometers. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* **20**, 56-66.

- Molero, F., Alados-Arboledas, L., Pujadas, M., Alcántara, A., Cachorro, V., Estellés, V., Olmo, F.J., Martínez-Lozano, J.A., Lorente, J., Díaz, J.P., Labajo, A., de la Morena, B., Horvath, H., Silva, A.M. (2005). Comparison of aerosol size distributions measured at ground level and calculated from inversion of solar radiances. *Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere*, edited by Klaus Schäfer et al., *Proc of SPIE* vol. **5979**, 59790O doi: 10.1117/12.626993.
- Nakajima, T., Tanaka, M. and Yamauchi, T. (1983). Retrieval of the optical properties of aerosols from aureole and extinction data. *Applied Optics* **22**, 2951-2959.
- Nakajima, T., Tanaka, M., Hayasaka, T., Miyake, Y., Nakanishi, Y. and Sasamoto, K. (1986). Airborne measurements of the optical stratification of aerosols in turbid atmospheres. *Applied Optics* **25**, 4374-4381.
- Nakajima, T. and Tanaka, M. (1988). Algorithms for radiative intensity calculations in moderately thick atmospheres using a truncation approximation. *Journal Quant. Spectroscopy Radiative Transfer* **40**, 51-69.
- Nakajima, T., Tanaka, M., Yamamo, M., Shiobra, M., Arao, K. and Nakanishi, Y. (1989). Aerosol optical characteristics in the yellow sand events observed in May, 1982 at Ngasaki. Part II: models. *Journal Meteorology Society* **67**, 279-291.
- Nakajima, T., Tonna, G., Rao, R., Boi, P., Kaufman, Y., Holben, B. (1996). Use of sky brightness measurements from ground for remote sensing of particulate dispersion. *Applied Optics* **35**, 2672- 2686.
- O'Neill, N.T., Eck, T.F., Holben, B.N., Smirnov, A., Dubovik, O. and Royer, A. (2001). Bimodal size distribution influences on the variation of Ångström derivatives in spectral and optical depth space. *Journal Geophysical Research* **106**, **D9**, 9787-9806.
- Olmo, F.J. and Alados-Arboledas, L. (1995). Pinatubo eruption effects on solar radiation at Almeria (36.83°N, 2.41°W). *Tellus*, **47B**, 602-606.
- Olmo, F.J., Quirantes, A., Alcántara, A., Lyamani, H., Alados-Arboledas, L. (2006). Preliminary results of a non-spherical aerosol method for the retrieval of the atmospheric aerosol optical properties. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **100**, 305-314, doi:10.1016/j.jqsrt.2005.11.047.
- Olmo, F.J., Quirantes, A., Lara, V., Lyamani, H., Alados-Arboledas, L. (2008). Aerosol optical properties assessed by an inversion method using the solar principal plane for non-spherical particles. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **109**, 1504-1516, doi:10.1016/j.jqsrt.2007.12.019.

- Omar, A.H., Won, J.G., Winker D.M., Yoon, S.C., Dubovik, O. and McCormick M.P. (2005). Development of global aerosol models using cluster analysis of Aerosol Robotic Network (AERONET) measurements. *Journal of Geophysical Research* **110**, D10S14, doi:10.1029/2004JD004874.
- Pandithurai, G., Dipu, S., Dani, K.K., Tiwari, S., Bisht, D.S., Devara, P.C.S. and Pinker, R.T. (2008). Aerosol radiative forcing during dust events over New Delhi, India. *Journal of Geophysical Research* **113**, D13209, doi:10.1029/2008JD009804.
- Perrone, M.R., Santese, M., Tafuro, A.M., Holben, B., Smirnov, A. (2005). Aerosol load characterization over South-East Italy for one year of AERONET sun-photometer measurements. *Atmospheric Research* **75**, 111-133.
- Philips, D.L. (1962). A technique for the numerical solution of certain integral equations of the first kind. *Journal of Assoc. Comput.* **9**, 84-97.
- Pierluisi, J.H., Maragoudakis, C.E., and Tehrani-Movahed, R. (1989). Now LOWTRAN band model for water vapor. *Applied Optics* **28**, 3792-3795.
- Plana-Fattori, A., Souza, E.P. and Chagas, J.C.S. (1997). Absorption of solar radiation by water vapor in the atmosphere. Part I: a comparison between selected parameterizations and reference results. *Brazilian Journal of Geophysics* **15 (3)**, 275-290.
- Prats, N., Cachorro, V.E., Sorribas, M., Mogo, S., Berjón, A., Toledano, C., de Frutos, A.M., de la Rosa, J., Laulainen, N. and de la Morena, B.A. (2008). Columnar aerosol optical properties during “El Arenosillo 2004 summer campaign”. *Atmospheric Environment*, **42**, 2643-2653, doi:10.1016/j.atmosenv.2007.07.041.
- Press, W. H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., Flannery, B.P. (1992). Numerical Recipes in FORTRAN: The Art of Scientific Computing. Cambridge University Press, New York, p. 936.
- Prospero, J.M., Ginoux, P., Torres, O., Nicholson, S.E., Gill, T.E., (2002), Environmental characterization of global sources of atmospheric soil dust identified with the Nimbus 7 Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS) absorbing aerosol product. *Review of Geophysics*, **40 (1)**, doi:10.1029/2000RG000095
- Ramanathan, V., Crutzen, P.J., Kiehl, J.T. and Rosenfeld, D. (2001). Aerosol, climate and the hydrological cycle. *Science* **294**, 2119-2124.
- Reagan, J.A., Thomason, L.W., Herman, B.M. and Palmer, J.M. (1986). Assessment of atmospheric limitations on the determination of the solar spectral constant from ground-based spectroradiometer measurements. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* **GE-24**, 258-266.

- Reagan, J.A., Thome, K.J., Herman, B.M. (1992). A simple technique for measuring columnar water vapor via near-IR differential solar transmission measurements. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* **30**, 825-831.
- Remer, I. and Kaufman, Y.J. (1998). Dynamic aerosol model: Urban/industrial aerosol. *Journal Geophysical Research* **103**, D12, 13859-13871.
- Ricchizzi, P., Yang, S. and Gautier, C. (1998). SBDART: A practical tool for plane parallel radiative transfer in the Earth's atmosphere. *Bulletin of the American Meteorological Society* **79** (10), 2101-2114.
- Rizzi, R., Guzzi, R. and Legnani, R. (1982). Aerosol size spectra from spectral extinction data: the use of a linear inversion method.. *Applied Optics* **21**, 1578-1587.
- Rodríguez, S., Querol, X., Alastuey, A., Kallos, G. and Kakaliagou, O. (2001). Saharan dust contribution to PM10 and TSP levels in Southern and Eastern Spain. *Atmospheric Environment* **35**, 2433-2447.
- Roger, J. C., Mallet, M., Dubuisson, P., Cachier, H., Vermote, E., Dubovik, O. and Despiau, S. (2006). A synergetic approach for estimating the local direct aerosol forcing: Application to an urban zone during the Expérience sur Site pour Contraindre les Modèles de Pollution et de Transport d'Emission (ESCOMPTE) experiment. *Journal Geophysical Research*, **111**, D13208, doi: 10.1029/2005JD006361.
- Rolph, G.D. (2010). Real-time Environmental Applications and Display sYstem (READY) Website <http://ready.arl.noaa.gov>. NOAA Air Resources Laboratory, Silver Spring, MD.
- Rothman, L.S., Gamache, R.R., Tipping, R.H., Rinsland, C.P., Smith, M.A.H., Benner, D.C., Devi, V.M., Flaud, J.M., Camy-Peyret, C., Perrin, A., Goldman, A., Massie, S.T., Brown, L.R. and Toth, R.A. (1992). The HITRAN molecular database: Editions of 1991 and 1992. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative* **48**, n° 5-6, 469-507.
- Russell, P.B., Livingston, J.M., Dutton, E.G., Pueschel, R.F., Reagan, J.A., Defoor, T.E., Box, M.A., Allen, D., Pilewski, P., Herman, B.M., Kinne, S.A. and Hoffmann, D.J. (1993). Pinatubo and Pre-Pinatubo optical depth spectra: Mauna Loa measurements, comparisons, inferred particle size distributions, radiative effects, and relationship to Lidar data. *Journal Geophysical Research* **98**, D12, 22969-22985.
- Saha, A., Mallet, M., Roger, J.C., Dubuisson, P., Piazzola, J. and Despiau, S. (2008). One year measurements of aerosol optical properties over an urban coastal site: Effect on local direct radiative forcing. *Atmospheric Research* **90**, 195-101.
- Sánchez, C. (2000). Estimación de las propiedades ópticas de los aerosoles a partir de medidas de radiancia espectral del cielo. PhD Tesis, Universidad de Granada.

- Satheesh, S.K., Ramanathan, V., Li-Jones, X., Lobert, J.M., Podgorny, I.A., Prospero, J.M., Holben, B.N. and Loeb, N.G. (1999). A model for the natural and anthropogenic aerosols over the tropical Indian Ocean derived from Indian Ocean Experiment data. *Journal Geophysical Research* **104**, D22, 27421-27440.
- Schütz, L. (1980). Long range transport of desert dust with special emphasis on the Sahara. *Annals of the New York Academy of Sciences* **338**, 515-532.
- Seinfeld, J. and Pandis, S.(1998). Atmospheric Chemistry and Physics. JohnWiley and Sons Inc., New York.
- Shaw, G.E. (1979). Inversion of optical scattering and spectral extinction measurements to recover aerosol size spectra. *Applied Optics* **18**, 988-993.
- Shen, T.L., Wooldridge, P.J. and Molina, M.J. (1995). Stratospheric pollution and ozone depletion. Chemistry and Climate of the Atmosphere. Van Nostrand Reinhold, New York, p. 394-442-
- Shettle, E.P. and Fenn, R.W. (1979). Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties. *Environmental Research Paper* (675), Hascom, Air Force Base, Mass.
- Slusser, J., Gibson, J., Bigelow, D., Kolinski, D., Disterhoft, P., Lantz, K., Beaubien, A. (2000). Langley method of calibrating UV filter radiometers. *Journal of Geophysical Research* **105**, D4, 4841-4849.
- SMIC, Inadvertent Climate Modification (1971). Report of the Study of Man's Impact on Climate. MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- Smirnov, A., Holben, B.N., Kaufman, Y., Dubovik, O., Eck, T.F., Slutsker, I., Pietras, C. and Halthore, R.N. (2000). Optical properties of atmospheric aerosol in maritime environments. *Journal of Atmospheric Science* **59**, 501-523.
- Stamnes, K., Tsay, C., Wiscombe, W. and Jayaweera K. (1988). Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Applied Optics* **27**, 2502-2509.
- Stunder, B. J. B. (1996). An assessment of the quality of forecast trajectories. *Journal of Applied Meteorology* **35**, 1319-1331.
- Tanaka, M., Nakajima, T., Tamamura, T. (1982). Simultaneous determination of complex refractive index and size distribution of airborne and water-suspended particles from light scattering measurements. *Journal Meteorology Society Japanese* **60**, 1259-1272.

- Tanaka, M., Nakajima, T., Shiobara, M. (1986). Calibration of a sunphotometer by simultaneous measurements of direct-solar and circumsolar radiations. *Applied Optics* **25**, 1170-1176.
- Tanré, D., Devaux, C., Herman, M. and Santer, R. (1988). Radiative properties of desert aerosols by optical ground based measurements at solar wavelengths. *Journal of Geophysical Research* **93**, D11, 14223-14231.
- Tanré, D., Kaufman, Y.J., Herman, M., Matoo, S. (1997). Remote sensing of aerosol optical properties over oceans using MODIS/EOS spectral radiances.. *Journal Geophysical Research* **102**, D14, 16971-16988.
- Tegen, I., Bierwirth, E., Heinold, B., Helmert, J. and Wendisch, M. (2010). Effect of measured surface albedo on modeled Saharan dust solar radiative forcing, *Journal of Geophysical Research*, **115**, D24312, doi:10.1029/2009JD013764.
- Thomalla, E. and Quenzel, H. (1982). Information content of aerosol optical properties with respect to their size distribution. *Applied Optics* **21**, 3170-3176.
- Thomason, L.W., Herman, B.M., Schotland, R.M. and Reagan J.A. (1982). Extraterrestrial solar flux measurement limitations due to aBeer's law assumption and uncertainty in local time. *Applied Optics* **21**, 1191-1195.
- Thome, K.J., Smith, M.W., Palmer, J.M. and Reagan, J.A. (1994). Three channel solar radiometer for the determination atmospheric columnar water vapor. *Applied Optics* **33**, 5811-5819.
- Toledano, C., Cachorro, V.E., Berjón, A., de Frutos, A.M., Sorribas, A., de la Morena, B.A. and Gouloub, P. (2007). Aerosol optical depth and Ångström exponent climatology at 'El Arenosillo' AERONET site (Huelva, Spain). *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **133**, 795-807, doi:10.1002/qj.54.
- Toledano, C., Cachorro, V.E., de Frutos, A.M., Torres, B., Berjón, A., Sorribas, M. and Stone, R.S. (2009). Airmass Classification and Analysis of Aerosol Types at El Arenosillo (Spain). *Journal of Applied Meteorology and Climatology* **48**, 962-981, doi: 10.1175/2008JAMC2006.1.
- Tomasi, C., Caroli, E. and vitale, C. (1983). Study of the relationship between Agstrom's wavelength exponent and Junge particle size distribution exponent. *Journal of Climate Appl. Meteorology* **22**, 1707-1716.
- Tomasi, C., Vitale, V., Lupi, A., Cacciari, A., Marani, S. (1999). Use of multiwavelength sun-radiometers for preise ground-based measurements of the aerosol optical thickness. IGARSS'99 Conference Proceedings, IEEE, Stein, T.I. (Ed.), Vol I, 354-358.

- Tonna, G., Nakajima, T. and Rao, R. (1995). Aerosol features retrieved from solar aureole data: a simulation study concerning a turbid atmosphere. *Applied Optics* **34**, 4486-4499.
- Trakhovsky, E., Shettle, E.P. (1985). Improve inversion procedure for retrieval of aerosol size distribution using aureole measurements. *Journal Opt. Society American* **A2**, 2054-2060.
- Twitty, J.T. (1975). The inversion of aureole measurements to derive aerosol size distributions. *Journal Atmospheric Science* **32**, 584-591.
- Twomey, S.A. (1963). On the numerical solution of Fredholm integral equations of the first kind by the inversion of the linear produced by quadrature. *Journal Assoc. Comput. Mach.* **10**, 97-101.
- Twomey, S.A. (1975). Comparison of constrained linear inversion and an iterative algorithm applied to indirect estimation of particle size distributions. *Journal Comput. Physics* **34**, 1149-1152.
- Twomey, S.A.(1977). Introduction to the mathematics of inversion in remote sensing and indirect measurements. Elsevier, Amsterdam, The Netherlands, p. 243
- U.S. EPA (2004). Air Quality Criteria for Particulate Matter (Final Report, Oct 2004). U.S. Environmental Protection Agency. Washington, D.C., EPA 600/D-99/002aF-bF.
- Valenzuela, A., Olmo, F.J., Lyamani, H., Anton, M., Quirantes, A. and Alados-Arboledas, L. (2012). Aerosol radiative forcing during African desert dust events (2005-2010) over Southeastern Spain. *Atmospheric Chemistry and Physics* **12**, 10331-10351, doi: 10.5194/acp-12-10331-2012.
- van de Hulst, H.C.(1981). Light Scattering by Small Particles. Dover Publications, Inc., New York, p. 470
- Vergaz, P. (2001). Propiedades de los aerosoles atmosféricos. Caracterización del área del Golfo de Cádiz. PhD Tesis. Universidad de Valladolid.
- Viera, G. and Box, M.A. (1987). Information content analysis of aerosol remote-sensing experiments using singular function theory: 2. Scattering measurements. *Applied Optics* **26**, 1312-1327.
- Volten, H., De Haanb, J.F., Vassenb, W., Lummea, K. and Hovenierb, J.W. (1996). Experimental determination of polarized light scattering by irregular particles. *Journal of Aerosol Science* **27**, **S1**, S527-S528.

- Wang, M. and Gordon, H.R. (1993). Retrieval of the columnar aerosol phase function and single scattering albedo from sky radiance over the ocean: simulations. *Applied Optics* **32**, 4598-4609.
- Wang, M. and Gordon, H.R. (1995). Estimation of aerosol columnar size distribution and optical thickness from the angular distribution of radiance exiting the atmosphere: simulations. *Applied Optics* **34**, 6989-7001.
- Weiman, J.T., Twitty, J.T., Browning, S.R. and Herman B.M. (1975). Derivation of phase functions from multiply scattered sunlight transmitted through a hazy atmosphere. *Journal Atmospheric Science* **32**, 577-583.
- Whitby, K.T. (1978). The physical characteristics of sulfur aerosol. *Atmospheric Environment* **12**, 135-159.
- Whitby, K.T. (1980). Aerosol formation in urban plumes. *Annals of the New York Academy of Sciences* **338**, 258-275.
- Winklmayr, W., Wang, H.C. and John W. (1990). Adaptation of the Twomey algorithm to the inversion of cascade impactor data. *Aerosol Science* **13**, 322-331.
- Xia, X., Chen, H. Goloub, P., Zhang, W., Chatenet, B. and Wang, P. (2007). A compilation of aerosol optical properties and calculation of direct radiative forcing over an urban region in northern China, *Journal of Geophysical Research*, **112**, D12203, doi:10.1029/2006JD008119.
- Yamamoto, G., Tanaka, M. (1969). Determination of aerosol size distribution from spectral attenuation measurements. *Applied Optics* **8**, 447-453.
- Yu, H., Kaufman, Y.J., Chin, M., Feingold, G., Remer, L.A., Anderson, T.L., Balkanski, Y., Bellouin, N., Boucher, O., Christopher, S., DeCola, P., Kahn, R., Koch, D., Loeb, N., Reddy, M.S., Schultz, M., Takemura, T. and Zhou, M. (2006). A review of measurement-based assessments of the aerosol direct radiative effect and forcing. *Atmospheric Chemistry and Physics* **6**, 613-666.
- Zege, E.P., Ivanov, A.P. and Katsev, I.L. (1991). Image transfer through a scattering medium. Springer Berlin,

X RESULTADOS PUBLICADOS

Algunos de los resultados de esta tesis han sido publicados en revistas científicas de interés nacional e internacional o han sido presentados en congresos nacionales e internacionales. En los párrafos siguientes mostramos las publicaciones en las que ha participado el autor de esta Memoria.

AUTORES: L. Alados-Arboledas, I. Alados, I. Foyo-Moreno, A. Alcántara, F.J. Olmo.

TITULO: Parameterizing UV erythemal irradiance under cloudy conditions.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Geophysical Research Abstracts 1029-7006

VOLUMEN: 5 PÁGINAS: 9783-9783 FECHA: 2003

AUTORES: L. Alados-Arboledas, I. Alados, I. Foyo-Moreno, F.J. Olmo, A. Alcántara.

TITULO: The Influence Of Clouds On Surface UV Erythemal Irradiance

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Atmospheric Research 0169-8095

VOLUMEN: 66 PÁGINAS: 273-290 FECHA: 2003

AUTORES: F.J. Olmo, G. Pavese, L. Alados-Arboledas, A. Alcántara, H. Lyamani, I. Foyo-Moreno, F. Exposito, L. Leone, H. Horvath, S. Castillo, L. Ramirez.

TITULO: A comparasion of the columnar aerosol physical parameters retrieved by different methods at INDALO-2003.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Journal of Aerosol Science 0021-8502

VOLUMEN: 35 S1 PÁGINAS: 527-528 FECHA: 2004

AUTORES: V. Estellés, M.P. Utrillas, J.A. Martínez-Lozano, A. Alcántara, F.J. Olmo, L. Alados-Arboledas, J. Lorente, V. Cachorro, H. Horvath, A. Labajo, B. De la Morena, J.M. Vilaplana, A.M. Díaz, J.P. Díaz, T. Elias, A. M. Silva, M. Pujadas, J.A. Rodríguez.

TITULO: Aerosol related parameters intercomparison of cimel sunphotometers in the frame of the VELETA 2002 field campaign

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Óptica Pura y Aplicada 0030-3917

VOLUMEN: 37

PÁGINAS: 3289-3295

FECHA: 2004

AUTORES: H. Lyamani, A. Alcántara, F. J. Olmo, J.L. Guerrero, L. Alados-Arboledas.

TITULO: An approach to the climatology of atmospheric aerosol size distributions in southeastern Spain.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Journal of Aerosol Science 0021-8502

VOLUMEN: 35 S1

PÁGINAS: 521-522

FECHA: 2004

AUTORES: L. Alados-Arboledas, H. Horvath, F.J. Olmo, A. Alcántara, M. Gangl, H. Lyamani, J. Lorente, J.A. Martínez, V. Cachorro, A. Labajo, B.A. de la Morena, J.P. Díaz, M. Pujadas, A.M. Silva, G. Pavese.

TITULO: Atmospheric aerosol changes in the vertical followed by sunphotometer and telephotometer during VELETA-2002.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Journal of Aerosol Science 0021-8502

VOLUMEN: 35 S1

PÁGINAS: 503-504

FECHA: 2004

AUTORES: I. Foyo-Moreno, A. Alcántara, F.J. Olmo, H. Lyamani, I. Alados-Arboledas, L. Alados-Arboledas.

TITULO: Comparison of aerosol optical depth from Multifilter Rotating Shadowband Radiometer and robotic radiometer CIMEL CE-318.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Journal of Aerosol Science 0021-8502

VOLUMEN: 35 S1

PÁGINAS: 513-514

FECHA: 2004

AUTORES: J.L. Guerrero, H. Lyamani, A. Alcántara, F.J. Olmo, L. Alados-Arboledas.

TITULO: Diurnal variation of atmospheric aerosol in an urban location followed by means of sunphotometry.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Journal of Aerosol Science 0021-8502

VOLUMEN: 35 S1

PÁGINAS: 519-520

FECHA: 2004

AUTORES: L. Alados-Arboledas, F.J. Olmo, A. Alcántara, H. Lyamani, J. Lorente, J.A. Martínez, V. Cachorro, A. Labajo, B.A. de la Morena, J.P. Díaz, M. Pujadas, H. Horvath, A.M. Silva, G. Pavese.

TITULO: Evolution of aerosol columnar properties at the main station of Armilla during VELETA-2002 field campaign.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Journal of Aerosol Science 0021-8502

VOLUMEN: 35 S1 PÁGINAS: 377-378 FECHA: 2004

AUTORES: L. Alados-Arboledas, H. Horvath, G. Pavese, F. Exposito, X. Querol, L. Ramirez, A. Alcántara, F. J. Olmo, H. Lyamani, I. Foyo-Moreno, M. Gangl, L. Fenk, B. Jost, L. Leone, S. Castillo, M. Escudero, B. Espinar.

TITULO: INDALO-2003 Field Campaign.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Journal of Aerosol Science 0021-8502

VOLUMEN: 35 S2 PÁGINAS: 981-1048 FECHA: 2004

AUTORES: A. Alcántara-Ruiz, F.J. Olmo, L. Alados-Arboledas.

TITULO: Langley calibrations of sunphotometer at Sierra Nevada, Granada (Spain).

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Óptica Pura y Aplicada 0030-3917

VOLUMEN: 37 PÁGINAS: 3263-3270 FECHA: 2004

AUTORES: H. Horvath, M. Gangl, L. Fenk, B. Jost, L. Alados-Arboledas, F.J. Olmo, A. Alcántara, H. Lyamani.

TITULO: Size distribution, scattering, extinction and absorption of a desert aerosol in Southern Spain.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Journal of Aerosol Science 0021-8502

VOLUMEN: 35 S1 PÁGINAS: 379-380 FECHA: 2004

AUTORES: L. Alados-Arboledas, F.J. Olmo, A. Alcántara, H. Lyamani, J. Lorente, A. Martínez-Lozano, V. Cachorro, A. Labajo, B. de la Morena, A. Díaz, M. Pujadas, H. Horvath, A.M. Silva, G. Pavese.

TITULO: VELETA-2002 field campaign a general overview.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Óptica Pura y Aplicada 0030-3917

VOLUMEN: 37 PÁGINAS: 3271-3276 FECHA: 2004

AUTORES: F. Molero, L. Alados-Arboledas, M. Pujadas, A. Alcántara, V. Cachorro, V. Estellés, F.J. Olmo, J.A. Martínez, J. Lorente, J.P. Díaz, A. Labajo, H. Horvath, A.M. Silva.

TITULO: Comparison of aerosol size distributions measured at ground level and calculated from inversion of solar radiances.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Proc. of SPIE, Remote Sensing of Clouds and the Atmosphere

VOLUMEN: 5979 PÁGINAS: 5979001-5979011 FECHA: 2005

AUTORES: J.L. Guerrero, A. Alcántara, H. Lyamani, J.E. Gil, F.J. Olmo, L. Alados-Arboledas.

TITULO: Lidar and radiometric measurements at Granada (Spain).

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Geophysical Research Abstracts 1029-7006

VOLUMEN: 7 PÁGINAS: 00305.1-00305.2 FECHA: 2005

AUTORES: H. Lyamani, F.J. Olmo, A. Alcántara, L. Alados-Arboledas.

TITULO: Atmospheric aerosols during the 2003 heat wave in Southeastern Spain. Part 1. Spectral Optical Depth.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Atmospheric Environment

VOLUMEN: 40 PÁGINAS: 6453-6464 FECHA: 2006

AUTORES: H. Lyamani, F.J. Olmo, A. Alcántara, L. Alados-Arboledas.

TITULO: Atmospheric aerosols during the 2003 heat wave in Southeastern Spain. Part 2. Microphysical columnar properties and radiative forcing

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Atmospheric Environment

VOLUMEN: 40 PÁGINAS: 6465-6476 FECHA: 2006

AUTORES: V. Estellés, M.P. Utrillas, J.A. Martínez-Lozano, A. Alcantara, L. Alados-Arboledas, F.J. Olmo, J. Lorente, X. de Cabo, V. Cahorro, H. Horvath, A. Labajo, J.M. Vilaplana, J.P. Díaz, A.M. Silva, T. Elias, M. Pujadas.

TITULO: Intercomparison of spectroradiometer and sunphotometers for the determination of the aerosol optical depth during the VELETA-2002 field campaign.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Journal Geophysical Research 0148-0227

VOLUMEN: 111 PÁGINAS: D17207.1-D17207.15 FECHA: 2006

AUTORES: F.J. Olmo, A. Quirantes, A. Alcántara, H. Lyamani, L. Alados-Arboledas.

TITULO: Preliminary results of a non-spherical aerosol method for the retrieval of the atmospheric aerosol optical properties.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer 0022-4073

VOLUMEN: 100 PÁGINAS: 305-314 FECHA: 2006

AUTORES: L. Alados-Arboledas, A. Alcántara, F.J. Olmo, J.A. Martínez-Lozano, V. Estellés, V. Cachorro, A.M. Silva, H. Horvath, M. Gangl, A. Díaz, M. Pujadas, J. Lorente, A. Labajo, M. Sorribas, G. Pavese.

TITULO: Aerosol columnar properties retrieved from CIMEL radiometers during VELETA 2002.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Atmospheric Environment

VOLUMEN: 42 PÁGINAS: 2654-2667 FECHA: 2008

AUTORES: F.J. Olmo, A. Alcántara, H. Lyamani, A.G. Quirantes, L. Alados-Arboledas.

TITULO: Retrieval of aerosol optical properties by Diogenes, a non-spherical inversion method.

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: Abstract of the European Aerosol Conference (EAC-2005)

VOLUMEN: 1 PÁGINAS: 333-333 FECHA: 2005

AUTORES: L. Alados-Arboledas, H. Horvath, G. Pavese, F. Esposito, X. Querol, L. Ramírez, A. Alcántara Ruiz, F.J. Olmo, H. Lyamani, I. Foyo-Moreno, M. Gangl, L. Fenk, B. Jost, L. Leone, S. Castillo, M. Escudero, B. Espinar.

TITULO: Columnar properties of the atmospheric aerosol during the INDALO-2003 field campaign.

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: Abstract of the European Aerosol Conference (EAC-2005)

VOLUMEN: 1 PÁGINAS: 105-105 FECHA: 2005

AUTORES: H. Lyamani, A.M. Silva, L. Alados-Arboledas, A. Alcántara Ruiz, F.J. Olmo, T. Elias.

TITULO: Aerosol columnar properties in the Iberian Peninsula during the 2003 Heat Wave.

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: Abstract of the European Aerosol Conference (EAC-2005)

VOLUMEN: 1 PÁGINAS: 408-408 FECHA: 2005

AUTORES: L. Alados-Arboledas, H. Lyamani, A.M. Silva, A.M. Díaz, A. Alcántara Ruiz, F.J. Olmo, F. Wagner, O.E. García.

TITULO: Study of the atmospheric aerosol during the strong Saharan dust event of 2004.

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: Abstract of the European Aerosol Conference (EAC-2005)

VOLUMEN: 1 PÁGINAS: 12-12 FECHA: 2005

AUTORES: F.J. Olmo, A.G. Quirantes, A. Alcántara, H. Lyamani, L. Alados-Arboledas.

TITULO: Preliminary results of a non-spherical aerosol method for the retrieval of the atmospheric aerosol optical properties.

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: 8th Conference on Electromagnetic and Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements and Applications

VOLUMEN: 1 PÁGINAS: 257-260 FECHA: 2005

AUTORES: L. Alados-Arboledas, A. Alcántara, F.J. Olmo, H. Lyamani, J. Lorente, J.A. Martínez, V. Cachorro, A. Labajo, B.A. de la Morena, J.P. Díaz, M. Pujadas, H. Horvath, A.M. Silva, G. Pavese.

TITULO: Estudio del efecto de la elevación sobre el aerosol atmosférico en el marco de VELETA-2002.

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: 4ª Asamblea Hispano-Portuguesa de Geodesia y Geofísica

VOLUMEN: - PÁGINAS: S06.35-35 FECHA: 2004

AUTORES: I. Foyo-Moreno, L. Alados-Arboledas, F.J. Olmo, A. Alcántara, H. Lyamani, H. Horvath, G. Pavese, X. Querol, L. Ramirez..

TITULO: A preliminary intercomparison of aerosol optical depth from CIMEL-318 and MFR7 at INDALO-2003

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: 4ª Asamblea Hispano-Portuguesa de Geodesia y Geofísica

VOLUMEN: 1 PÁGINAS: S06.P31-34 FECHA: 2004

AUTORES: L. Alados-Arboledas, H. Horvath, G. Pavese, F. Exposito, X. Querol, L. Ramirez, A. Alcántara, F.J. Olmo, H. Lyamani, I. Foyo-Moreno, M. Ganga, L. Fenk, B. Jost, L. Feote, S. Castillo, M. Escudero, B. Espinar.

TITULO: INDALO-2003. Presentación general de la campaña.

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: 4ª Asamblea Hispano-Portuguesa de Geodesia y Geofísica

VOLUMEN: - PÁGINAS: S06.36-36 FECHA: 2004

AUTORES: A. Alcántara, L. Alados-Arboledas, F.J. Olmo, H. Lyamani, J. Lorente, V. Estellés, V. Cachorro, A. Labajo, B. de la Morena, J.P. Díaz, M. Pujadas, H. Horvath, A.M. Silva, G. Pavese.

TITULO: Inversión de radiancias en el almucantar y plano principal solar en el marco de VELETA-2002

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: 4ª Asamblea Hispano-Portuguesa de Geodesia y Geofísica

VOLUMEN: 1 PÁGINAS: 167-168 FECHA: 2004

AUTORES: H. Lyamani, A. Alcántara, F.J. Olmo Reyes, L. Alados Arboledas.

TITULO: Correlation between the photometric measurements and TOMS aerosol index.

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: 4ª Asamblea Hispano-Portuguesa de Geodesia y Geofísica

VOLUMEN: 1 PÁGINAS: S06.P12-15 FECHA: 2004

AUTORES: F.J. Olmo, L. Alados-Arboledas, A. Alcántara, H. Lyamani, I. Foyo-Moreno, H. Horvath, G. Pavese, X. Querol, L. Ramirez.

TITULO: Albedo y Reflectancia de la superficie en la campaña INDALO-2003.

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: 4ª Asamblea Hispano-Portuguesa de Geodesia y Geofísica

VOLUMEN: - PÁGINAS: S06.P9-9 FECHA: 2004

AUTORES: L. Alados-Arboledas, A. Alcántara, I. Alados, F.J. Olmo.

TITULO: Atmospheric aerosol characteristics retrieved from sunphotometry and sky radiance measurements in a coastal location.

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: Journal of Aerosol Science

VOLUMEN: 34 S2 PÁGINAS: 1093-1094 FECHA: 2003

AUTORES: F.J. Olmo, A. Alcántara, H. Lyamani, L. Alados-Arboledas.

TITULO: Retrieval of columnar aerosol size distributions from solar transmission and sky radiance methods.

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: Journal of Aerosol Science

VOLUMEN: 34 S2 PÁGINAS: 1105-1106 FECHA: 2003

AUTORES: A. Alcántara, F.J. Olmo, I. Foyo-Moreno, L. Alados-Arboledas.

TITULO: Monitoring atmospheric aerosol properties in an urban location by means of sunphometry and sky measurements.

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: Journal of Aerosol Science

VOLUMEN: 34 S2 PÁGINAS: 1101-1102 FECHA: 2003

AUTORES: H. Horvath, F.J. Olmo, M. Gangl, A. Alcántara, L. Alados-Arboledas.
TITULO: Optical properties of the atmospheric aerosol determined by remote sensing and in situ ground based measurements.

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: Journal of Aerosol Science

VOLUMEN: 34 S2 PÁGINAS: 1031-1032 FECHA: 2003

AUTORES: A. Alcántara, F.J. Olmo Reyes, F. Domingo, L. Villagarcía, L. Alados Arboledas.

TITULO: Métodos de media de flujo de calor sensible. Comportamiento en zonas semiáridas.

TIPO: Capítulo libro

REF. LIBRO: Proceedings 3ª Asamblea Hispano-Portuguesa de Geodesia y Geofísica

VOLUMEN: II PÁGINAS: 1310-1314 FECHA: 2003

AUTORES: H. Horvath, M. Gangl, L. Alados-Arboledas, F.J. Olmo, A. Alcántara, J. Rodrigues, D. Resendes, A.M. Silva.

TITULO: Optical properties of Sahara dust aerosol during Veleta 2002.

TIPO: Revista

REF. REVISTA: Journal of Aerosol Science

VOLUMEN: 34 S2 PÁGINAS: 1097-1098 FECHA: 2003

AUTORES: A. Alcántara, F.J. Olmo, L. Alados-Arboledas.

TITULO: Aerosol optical depth retrieval over land from AVHRR

TIPO DE PARTICIPACIÓN: Comunicación

CONGRESO: Conference on visibility, aerosols and atmospheric optics, 2000

LUGAR DE CELEBRACIÓN: Viena, Austria FECHA: 2000

AUTORES: F.J. Olmo Reyes, A. Alcántara, L. Alados-Arboledas.

TITULO: Preliminary analysis of the UV forcing of the aerosols at Granada.

TIPO DE PARTICIPACIÓN: Comunicación

CONGRESO: 3ª Asamblea Hispano-Portuguesa de Geodesia y Geofísica

LUGAR DE CELEBRACIÓN: Valencia, España FECHA: 2002

AUTORES: A. Alcántara, F.J. Olmo Reyes, F. Domingo, L. Villagarcía, L. Alados Arboledas.

TITULO: Métodos de media de flujo de calor sensible. Comportamiento en zonas semiáridas.

TIPO DE PARTICIPACIÓN: Comunicación

CONGRESO: 3ª Asamblea Hispano-Portuguesa de Geodesia y Geofísica

LUGAR DE CELEBRACIÓN: Valencia, España FECHA: 2002

AUTORES: A. Alcántara, F.J. Olmo Reyes , G. Ballester, L. Alados Arboledas.

TITULO: Use of an iterative algorithm to retrieve aerosol optical depth over land from AVHRR.

TIPO DE PARTICIPACIÓN: Póster

CONGRESO: 3ª Asamblea Hispano-Portuguesa de Geodesia y Geofísica

LUGAR DE CELEBRACIÓN: Valencia, España FECHA: 2002

AUTORES: H. Lyamani, A. Alcántara, F.J. Olmo Reyes, L. Alados Arboledas.

TITULO: Correlation between the photometric measurements and TOMS aerosol index

TIPO DE PARTICIPACIÓN: Póster

CONGRESO: 4ª Asamblea Hispano-Portuguesa de Geodesia y Geofísica

LUGAR DE CELEBRACIÓN: Figueira Da Poz, Portugal FECHA: 2004

AUTORES: L. Alados-Arboledas, A. Alcántara, F.J. Olmo, J.A. Martínez-Lozano, V. Estellés, V. Cachorro, A.M. Silva, H. Horath, M. Gangl, J.P. Diaz, M. Pujadas, J. Leorente, A. Labajo, M. Somarribas, G. Pavese.

TITULO: Columnar properties retrieved from Cimel radiometer during VELETA-2002.

TIPO DE PARTICIPACIÓN: Comunicación

CONGRESO: Conference on visibility, aerosols and atmospheric optics, 2006

LUGAR DE CELEBRACIÓN: Viena, Austria FECHA: 2006