



Universidad de Valladolid
Facultad de Ciencias
Departamento de Óptica y Física Aplicada

**Propiedades ópticas de los aerosoles
atmosféricos. Caracterización del área
del Golfo de Cádiz.**

Memoria presentada por
Ricardo Vergaz Benito

Para optar al grado de
Doctor en Ciencias

Julio de 2001

Al lector que abre este volumen y aún le quedan ánimos o necesidades como para iniciar el largo recorrido de leerlo, habitualmente le parece que esta hoja de agradecimientos puede ser el último refugio que queda antes de echarse al camino. Un último reposo donde se escucha la voz sin distorsión de aquél que ha escrito la tesis. En el resto de páginas se encontrará con un muro de terminologías, descripciones, cálculos, medidas, conclusiones, engarzadas todas ellas como los engranajes de un reloj más o menos preciso. Ese continuo tictac le impedirá conocer realmente a quien está detrás del trabajo, no sólo al que lo ha escrito, sino a todos aquellos a quienes debe algo su consecución, por quienes el paso de las horas no cesó en ese reloj.

Así que gracias, primero, a ti, lector, por continuar este camino, por darle sentido. Ya que llegas a esta estancia en que dejo que te encuentres conmigo, siéntete bien recibido, cómodo y querido. Ahora que estás dentro, permite que dirija mi cariño a quienes tendieron los caminos que nos cruzaron.

Las raíces penetran en el suelo, se nutren de las bondades del mismo, firmes, duraderas. Así siento yo mis raíces, mi tiempo compartido en este departamento hecho de Personas. Ser Persona es saber ser paciente, amigo, apoyo, oreja, corazón, toba, viento de ánimo y ganas, coherente, íntegro. La gente del lugar que vio ir realizándose esta tesis (el departamento de Óptica de la Facultad de Ciencias de Valladolid) es así, has de saberlo.

La Dra. Victoria Cachorro y el Dr. Angel de Frutos han gastado mucho tiempo y esfuerzo en utilizar sus recursos y sus capacidades en dirigirme. Todo este trabajo va conmigo. Donde esté, sabré que aquí permanece un lugar donde desarrollarme. Para mí eso es una raíz.

El Dr. Santiago Mar es un apoyo constante. Si vas a pedirle cinco minutos, te ofrece treinta. No importa cuándo ni cómo, está. Su ejemplo me ayuda a ser más Persona y superar mis limitaciones, tantas...

Las Drs. Inmaculada de la Rosa, Concepción Pérez, traen la constancia y el trabajo envueltos en la sonrisa que la brisa de una ventana abierta coloca en el rostro. Su apoyo, su ánimo, sus ganas, son altamente contagiosas, y a mí me han inoculado el virus.

Santiago González plasmó de la nada las ideas que tuvimos para hacer un sistema seguidor. Si eres capaz de imaginar una pieza, él la crea con una precisión y maestría que no creo que encuentres en otro lado, en un tiempo siempre menor que el previsto. Y nunca te dirá que está ocupado con otra cosa, aunque tenga mil encargos. Muchos reconocen que es la joya del departamento. Esta tesis no hubiera podido hacerse sin su ayuda.

El Dr. Juan Antonio Aparicio Calzada tiene siempre ánimo para animarte y oreja para escucharte; los Drs. Juan González Vizmanos, Fernando Muñoz Box, Marco Gigosos, son compañeros de camino a tal punto que no puedo imaginar este camino sin ellos. Con los Drs. Víctor González, Juan A. Del Val, Andrés Bustillo, además de Ana Belén Gonzalo (y Beatriz), he compartido tiempos y anhelos, y he aprendido mucho de constancia y saber hacer. Y adelanto que el listón que ellos dejaron con sus trabajos está tan alto que me conformaré con rozarlo.

Alberto Berjón, Plinio Durán, Mar Sorribas, María José Martín, Ramón Margarida, Pencho Herrero, han soportado mis rarezas y mis malos momentos como compañeros de despacho y medidas, y frecuentemente también lejos de ambos lugares. También Concha ha tenido siempre un hueco entre los papeles diarios para intentar resolver mis problemas burocráticos.

Mucha parte de esta tesis, como verás, ha sido realizada fuera de este ámbito: a José Manuel Vilaplana, al Dr. Benito de la Morena y a la gente de El Arenosillo, en Huelva, debo darles las gracias por acoger los instrumentos, por cuidarlos, por su saber hacer. También a mi me acogieron pero mucho mejor: como amigo. Me abrieron las puertas de sus casas, me hicieron sentir el calor de una tierra a la que siempre quiero volver. José Manuel y Lourdes, feliz vida por venir creciendo vuestros dos soles.

También me acogieron con el calor de los buenos corazones tanto Fernanda Carvalho como Diamantino Henriques, gracias a quienes mi estancia en Lisboa se hizo llevadera y agradable, y sumamente productiva.

El que un Cimel esté situado en El Arenosillo es gracias al Laboratoire d'Optique Atmospherique de la Universidad de Lille, en Francia. A ellos, en especial a Didier Tanrè por su interés y a Luc Blarel, que vino a instalar ese instrumento conmigo, quisiera agradecer también su aporte, tanto económico como temporal.

Y hay tanta gente cuya compañía y apoyo ha sido fundamental en medio de las dificultades y los calores de las medidas: Emilio, Chisco, María, Julian, Robert, los Drs. Pilar Utrillas y Jose Antonio Martínez Lozano...

La Junta de Castilla y León ha financiado la beca de Formación de Personal Investigador que me ha brindado tres años sin excesivos apuros económicos, con lo que fue más fácil trabajar. Sería injusto que no lo recordara aquí.

Siempre odié las enumeraciones, por ser aburridas y necesariamente incompletas. Toma un respiro: lo siento. No pretendía abrumarte con la típica lista de nombres y méritos que probablemente esperabas, pero debía contártelos, no por ellos, sino por mí: yo no sería igual si el Trazador no hubiera cruzado mi camino con el suyo. A Él, desde luego, es a quien debo agradecer que todo este sueño real de Vivir esté siendo tan hermoso (de todo lo bueno y malo que encuentras en el camino te vas haciendo también un poquito Persona). Tanto, como para compartirlo con esos amigos que aún me perdonan el tiempo que este trabajo me quitó para vivir su compañía, algo que por muy gratificante que sea el trabajo nunca será superado por él: Pablo, César y Lourdes, David, Jose, Carmen y Rober, Miguel, José Luis, Miguel y Ana Belén, Susana y Manuel, Susana y Juan Ignacio... Siempre odié las enumeraciones...

Debo decirte antes de acabar que quienes más sufrieron el peso de esta tesis y supieron aligerar su carga con su ánimo, su apoyo, su sonrisa y su cariño fueron Maite y mi familia. Aprendí de mi padre la paciencia, la constancia, la tranquilidad; de mi madre, la fuerza, el ánimo, la sensibilidad, la alegría de Vivir; de Maite, el aliento, la fe, la ilusión por cada instante... Si te digo que a ellos les amo con toda la fuerza que mi corazón es capaz de dar te puede sonar a tópico. Pero ni aquí ni en nada de lo escrito encontrarás la mínima falacia ni la mínima exageración.

A mis padres. Los sueños nacieron por vosotros.
A Maite. Los sueños se van haciendo realidad, pasito.

Las ciencias han sido tratadas o por los empíricos o por los dogmáticos. Los empíricos, semejantes a las hormigas, sólo saben recoger y gastar; los racionalistas, semejantes a las arañas, forman telas que sacan de sí mismos; el procedimiento de la abeja ocupa el término medio entre los dos; la abeja recoge sus materiales en las flores de los jardines y los campos, pero los transforma y los destila por una virtud que le es propia. Ésta es la imagen del verdadero trabajo en la filosofía, que no se fía exclusivamente de las fuerzas de la humana inteligencia y ni siquiera hace de ella su principal apoyo; que no se contenta tampoco con depositar en la memoria, sin cambiarlos, los materiales recogidos en la historia natural y en las artes mecánicas, sino que los lleva hasta la inteligencia modificados y transformados. Por esto todo debe esperarse de una alianza íntima y sagrada de estas dos facultades, experimental y racional.

Novum Organum (aforismos sobre la interpretación de la naturaleza y el reino del hombre), Libro Primero, 95. 1620. **Francis Bacon** (1561-1626).

Este trabajo ha sido realizado en el Grupo de Óptica Atmosférica de la Universidad de Valladolid (GOA-UVA)



INDICE

Introducción

PARTE I: INSTRUMENTACIÓN Y MEDIDAS EXPERIMENTALES

CAPITULO I: *Recapitulación de las características de los aerosoles atmosféricos y su medición*

I.1. Importancia de los aerosoles atmosféricos	I-2
I.1.1. ¿Qué es un aerosol atmosférico?	I-2
I.1.2. Tipos de aerosoles	I-3
II.1.2.1. Aerosol ártico	I-6
II.1.2.2. Aerosol desértico	I-6
II.1.2.3. Aerosol continental	I-6
II.1.2.4. Aerosol marítimo	I-7
I.2. Aplicaciones	I-8
I.3. Los aerosoles y la radiación solar	I-10
I.3.1. Características físicas de los aerosoles	I-12
I.3.2. Características radiativas de los aerosoles	I-14
I.3.3. Modelos de distribución de tamaños de aerosoles	I-16
I.3.2.1. Distribución de Junge	I-17
I.3.2.2. Distribución de Junge modificada	I-18
I.3.2.3. La distribución Gamma	I-18
I.3.2.4. Distribución Gamma modificada	I-18
I.3.2.5. Distribución log normal	I-19
I.3.2.6. Distribución multimodal	I-19
I.4. Características de los aerosoles en algunos modelos	I-20
I.4.1. Primeros modelos	I-20
I.4.2. Modelos SRA del WCP	I-21
I.4.3. Modelo climático global de [D'Almeida et al., 1991]	I-22
I.4.4. Modelo OPAC	I-23
I.5. Magnitudes radiométricas: medida de la radiación solar	I-25
I.5.1. Magnitudes y nomenclatura	I-25
I.5.2. Instrumentos de medida	I-27
I.5.3. Parámetros básicos de los detectores	I-29
I.5.4. Errores y problemas	I-30
I.5.4.1. Debidos a la calidad del instrumento	I-31
I.5.4.2. Asociados a las características del instrumento	I-32
I.5.4.3. Derivados de los procedimientos de calibración	I-32
I.5.4.4. De operación	I-33
Bibliografía	I-34

CAPITULO II: *Instrumentación*

II.1. Descripción y características del espectrorradiómetro Li-Cor 1800	II-2
II.1.1. Estabilidad en ganancia	II-6
II.1.2. Estabilidad en longitud de onda	II-9
II.1.2.1. Precisión en longitud de onda	II-14
II.1.2.2. Estudio de la repetibilidad en longitud de onda del instrumento	II-15

II.1.2.3. Estudio de la desviación en longitud de onda del instrumento	II-17
II.1.3. Estudio de la respuesta coseno del Li-Cor 1800	II-18
II.1.3.1. Base teórica	II-18
II.1.3.2. Medidas de la respuesta coseno	II-19
II.2. Sistema seguidor solar	II-26
II.2.1. Descripción mecánica y de los elementos	II-26
II.2.2. Breve descripción eléctrica y electrónica	II-29
II.2.3. Software de control	II-30
II.3. Fotómetro Cimel: descripción y características. Red AERONET	II-32
II.3.1. Concepto de medida	II-34
II.3.2. Estabilidad del instrumento y exactitud del calibrado.	II-34
II.3.3. Transmisión de datos.	II-35
II.3.4. Sistema de procesamiento.	II-35
II.3.4.1. El instrumento y la red	II-35
II.3.4.2. Procesamiento de los datos	II-38
II.3.5. La red de fotómetros AERONET	II-38
Bibliografía	II-40

CAPITULO III: Calibraciones

III.1. Calibraciones estándar del Li-Cor 1800	III-2
III.2. Calibraciones estándar del Cimel 318A	III-3
III.3. Estudio de la sensibilidad del método de Langley	III-4
III.3.1. Método de calibración de Langley	III-5
III.3.2. Simulaciones	III-6
III.3.3. Resultados	III-7
III.3.3.1. Variando la carga de aerosol	III-7
III.3.3.2. Variando el tipo de aerosol	III-9
III.4. Estudio de diferentes tipos de calibraciones	III-13
III.4.1. Calibrado del fotómetro Cimel mediante intercomparación	III-13
III.4.1. Calibrado del fotómetro Cimel mediante el método de Langley	III-17
III.4.2.1. Validación del método de Langley con el Li-Cor	III-17
III.4.3. Verificación experimental de los distintos calibrados	III-24
III.4.3.1. Irradiancias	III-25
III.4.3.2. Espesores ópticos	III-28
III.4.3.2. Conclusiones	III-31
III.5. Comparación entre dos Li-Cors utilizando medidas de irradiancia global	III-33
III.6. Intercomparación del Li-Cor con instrumentos en el UV: rango de validez de la medida en el UV	III-35
Bibliografía	III-41

CAPITULO IV: Descripción del lugar de medida. Tratamiento de las medidas experimentales

IV.1. Características de la estación de medida	IV-2
IV.2. Medidas realizadas	IV-5
IV.3. Calibraciones aplicadas y su influencia en las medidas.	IV-7
IV.4. Depurado de las medidas	IV-15
IV.5. Análisis de las medidas tomadas	IV-16
Bibliografía	IV-18

PARTE II: ANÁLISIS DE TURBIEDAD Y PROPIEDADES DE AEROSOLES

CAPÍTULO V: Caracterización de las propiedades ópticas de los aerosoles (I)

Parámetros de turbiedad

V.1. Método de obtención del espesor óptico y parámetros α	V-2
V.1.1. Cálculo en las medidas del Li-Cor 1800	V-2
V.1.2. Estudio de errores en el espesor óptico de aerosoles obtenido con el Li-Cor	V-4
V.1.3. Cálculo del espesor óptico medido por el Cimel	V-6
V.1.4. Estudio de errores en el espesor óptico de aerosoles obtenido con el Cimel	V-7
V.2. Evolución de la turbiedad en El Arenosillo (1996-1999): medidas del Li-Cor 1800	V-7
V.2.1. Aplicación al sensor SeaWIFS	V-14
V.3. Medidas con el fotómetro Cimel	V-18
V.4. Parámetros de Angström. Estudio de su evolución temporal	V-21
V.4.1. Correlaciones entre los parámetros de Angström y con el espesor óptico, para las medidas del Li-Cor	V-27
V.4.1.1. Relación entre Parámetros α y espesores ópticos de aerosoles	V-28
V.4.1.2. Relación entre Parámetros α de distintos intervalos espectrales	V-33
V.4.1.3. Extraprolación de comportamientos en diferentes intervalos espectrales	V-36
V.4.2. Análisis de parámetros de Angström para el Cimel	V-38
V.4.2.1. Relación entre Parámetros α y espesores ópticos de aerosoles	V-41
V.4.2.2. Relación entre Parámetros α definidos en distintos pares de longitudes de onda	V-46
V.5. Casos típicos de espesor óptico de aerosoles	V-49
V.5.1. Casos obtenidos con las medidas del Li-Cor	V-50
V.5.1.1. Caso 1: aerosol de tipo ártico	V-50
V.5.1.2. Caso 2: aerosol de tipo continental	V-52
V.5.1.3. Caso 3: aerosol de tipo sahariano	V-53
V.5.1.4. Caso 4: aerosol de tipo marítimo	V-54
V.5.2. Casos obtenidos con las medidas del Cimel	V-55
Bibliografía	V-59

CAPÍTULO VI: Caracterización de las propiedades ópticas de los aerosoles (II).

Parámetros microfísicos y radiativos

VI.1. Método de obtención de la función de distribución de tamaños de los aerosoles	VI-2
VI.1.1. Método de pseudoinversión	VI-4
VI.1.2. Análisis de la sensibilidad del método a los parámetros de entrada	VI-7
VI.1.2.1. Relación teórica entre parámetro α y radio geométrico	VI-9
VI.2. Microfísica de los aerosoles presentes en El Arenosillo	VI-11
VI.2.1. Resultados del periodo 1996-1999 obtenidos con las medidas del Li-Cor 1800	VI-12
VI.2.1.1. Carácter de las distribuciones de radios efectivos	VI-12
VI.2.1.2. Parámetro de asimetría y albedo de <i>scattering</i> simple	VI-21
VI.2.2. Resultados del año 2000 obtenidos con las medidas del Cimel	VI-28
VI.2.2.1. Carácter de las distribuciones: radios efectivos y modos predominantes	VI-29
VI.2.2.2. Otros parámetros radiativos: índice de refracción, albedo de <i>scattering</i> simple	VI-33
Bibliografía	VI-41

PARTE III: RELACIÓN ENTRE LOS TIPOS DE AEROSOL Y LAS MASAS DE AIRE

CAPÍTULO VII: *Análisis del tipo de aerosol medido en el Arenosillo en función de las masas de aire*

VII.1. Análisis de las masas de aire	VII-2
VII.1.1. Masas de aire que afectan a la Península	VII-2
VII.1.2. Masas de aire habituales en la zona de estudio	VII-4
VII.1.2.1. Masa de aire ártico marítimo	VII-4
VII.1.2.2. Masa de aire polar marítimo	VII-5
VII.1.2.3. Aire marítimo tropical	VII-5
VII.1.2.4. Aire continental	VII-5
VII.1.2.5. Aire sahariano	VII-5
VII.1. Estudio a través de retrotrayectorias	VII-5
VII.2.1. El modelo de retrotrayectorias	VII-6
VII.2.1.1. Datos de entrada	VII-7
VII.2.1.2. Cálculos	VII-8
VII.2.1.3. Errores	VII-8
VII.2.1.4. Elección de métodos	VII-9
VII.2.1. Aplicación a las masas en El Arenosillo	VII-10
VII.2.1.1. Trayectorias posibles	VII-10
VII.2.1.2. Análisis detallado de casos particulares de cada tipo de aerosol	VII-10
VII.3. Caracterización de las masas en El Arenosillo	VII-26
VII.3.1. Correlaciones con parámetros de aerosoles	VII-29
VII.3.1.1. Extensión al año 99	VII-33
Bibliografía	VII-35

CAPÍTULO VIII: *Estudio de episodios de polvo sahariano*

VIII.1. Introducción	VIII-2
VIII.2. Detección de los episodios	VIII-2
VIII.2.1. Depuraciones de nubosidad	VIII-9
VIII.2.2. Seguimiento de los eventos	VIII-14
VIII.2.2.1. Episodio de marzo de 2000	VIII-14
VIII.2.2.2. Episodio de agosto de 2000	VIII-19
VIII.3. Influencia de los episodios de aerosoles desérticos en la radiación ultravioleta	VIII-25
Bibliografía	VIII-30

Conclusiones y líneas futuras

Introducción

El estudio de los aerosoles atmosféricos, desde un punto de vista climático, supone analizar desde sus características locales en un área determinada hasta sus efectos en el sistema climático global. El efecto de las partículas en suspensión en la atmósfera debe ser conocido, pues su influencia puede ser desde significativa hasta crucial.

Las fuentes que generan los aerosoles atmosféricos son tan variadas como variables. Tanto los aerosoles naturales como los generados por la actividad humana tienen efectos climáticos que ahora están empezando a ser reconocidos: desde el efecto directo (*forzamiento* directo) de enfriamiento de la superficie debido a la absorción de la radiación (que por su parte calienta a la atmósfera) y el *scattering* hacia el exterior de la atmósfera, hasta el efecto indirecto de calentamiento debido a su importancia en la generación de nubes, por no dejar de mencionar el papel que desempeñan en la aparición del agujero de ozono.

A veces ocurren inesperados eventos que son capaces de alterar las tendencias estudiadas. Las erupciones volcánicas de El Chichón en marzo de 1982 y del monte Pinatubo en junio de 1991 inyectaron tal cantidad de aerosoles en la alta atmósfera que invirtieron la tendencia del calentamiento global durante los años siguientes a sus apariciones.

Para estudiar con rigor los efectos que provocan los aerosoles, tanto sus cantidades como sus efectos locales deben ser plenamente estudiados. El modo de obtener parámetros de la influencia de un aerosol sobre su entorno, por efectos radiativos, químicos y meteorológicos, es también variado. Así, se puede recolectar el aerosol presente en una zona por medio de instrumentos que viajen por el aire y lo analicen física y químicamente, o bien por instrumentos fijos que absorban aire y analicen las partículas contenidas en él. Puede también estudiarse la radiación solar que llega a un punto y deducir la influencia que en ella ha tenido el aerosol que estaba presente en la atmósfera que ha ido atravesando. Este punto puede estar localizado sobre la superficie terrestre o en el exterior de la atmósfera. Sin embargo, las medidas llevadas a cabo por sensores de satélites siempre necesitan la validación por parte de medidas a nivel del suelo.

Si las técnicas ópticas de detección remota han sido una forma habitual durante el siglo pasado de adquirir conocimientos acerca de cuerpos lejanos por medio de la radiación que ha sido emitida o reflejada por ellos, o simplemente que los ha atravesado, la aplicación de las mismas en la atmósfera ha ido siempre de la mano de los mayores avances en ellas. Si los sensores radiométricos han puesto su punto de mira en los objetos que pueblan nuestro universo, desde los planetas más cercanos hasta los cuásares más lejanos, también se han desarrollado a la par los que invertían su interés hacia el planeta que nos cobija. Además, en él se pueden aprovechar técnicas no sólo pasivas, que involucran la observación y análisis de la radiación natural afectada por los objetos en estudio, sino activas, como sistemas que utilizan radiación artificial afectando a dichos objetos, sistemas tales como LIDAR (utilizando radiación láser), SAR (utilizando microondas), etc.

Así, en los últimos años se han ido incrementando los esfuerzos por llevar a cabo sistemática y rigurosamente las medidas radiométricas aplicadas a los componentes atmosféricos en general, y a los aerosoles en particular, que son capaces de suministrarnos sin grandes dificultades múltiple información de los diversos tipos de aerosoles a través de sus respectivas “firmas” en la radiación solar; especialmente a través del espectro de espesor óptico de aerosoles. Existen incluso redes mundiales que pretenden establecer, en el futuro, un seguimiento exhaustivo de los diferentes tipos de aerosoles presentes en el mundo, así como de sus apariciones, evoluciones y desapariciones, y de su influencia en el balance radiativo del planeta.

El Grupo de Óptica Atmosférica de la Universidad de Valladolid lleva más de diez años involucrado en esfuerzos de este tipo. Utilizando espectrógrafos, espectrómetros y fotómetros, en su

trayectoria ha iniciado estudios de caracterización de aerosoles que se han unido a la extensa bibliografía existente. El estudio de los aerosoles presentes durante un año en una zona rural de clima continental representativa de Castilla y León, y la puesta a punto de metodologías para obtener información de los mismos a través de las medidas espectrorradiométricas llevadas a cabo, constituyó la primera tesis doctoral llevada a cabo en el seno del Grupo, por el Dr. Plinio Durán.

El trabajo que aquí se presenta tiene como objetivo ampliar aquellas metodologías y aplicarlas con todo rigor en una zona distinta, situada junto a la costa del Golfo de Cádiz, zona en la que las mayores influencias provienen de tipos de aerosoles muy distintos: marítimos, desérticos... Para ello, usará medidas llevadas a cabo durante cinco años mediante el espectrorradiómetro utilizado en el trabajo anteriormente citado y mediante un fotómetro que ya se ha integrado en la red mundial más amplia y ambiciosa de seguimiento de aerosoles atmosféricos, AERONET, auspiciada por la NASA. La aplicación de las técnicas desarrolladas en anteriores trabajos y ampliadas en éste sobre una zona de características radicalmente distintas va a permitir comprobar la validez de las mismas y su capacidad para caracterizar los distintos tipos de aerosoles atmosféricos. Además, servirá para iniciar una climatología completa de los aerosoles presentes en el área de estudio.

Con este ánimo nace el presente trabajo, desarrollado en el marco de dos Proyectos de la CICYT (Comisión Interministerial de Ciencia y Tecnología): uno del Programa Nacional del Clima titulado *Medida y modelización de la distribución espacio-temporal de la irradiancia solar ultravioleta en España* (CLI97-0345-C05), y uno del Programa Nacional de Investigación Espacial titulado *Creación y operación de una base de datos de calibración / validación para sensores espaciales de color oceánico* (ESP97-1771-CO2-02). Asimismo, el desarrollo de las técnicas empleadas y su aplicación en otros trabajos afines (correcciones atmosféricas, análisis y seguimiento de cultivos mediante reflectancias medidas junto al suelo y en sensores en satélites) fueron objeto de la beca de la Junta de Castilla y León que financió al autor del trabajo.

Durante la realización del mismo se asentaron las bases de firmes colaboraciones, tanto nacionales como internacionales. Sin duda, la que resulta clave para la finalización de esta tesis es la relación con el INTA (Instituto Nacional de Técnicas Aeroespaciales), en cuyas instalaciones de El Arenosillo, en la provincia de Huelva, se han llevado a cabo las medidas que se van a presentar. Tanto su infraestructura como su personal han sido determinantes para esta actividad. Este trabajo está siendo ampliado mediante convenios de colaboración, como el que implica a esta institución y al Grupo de Óptica Atmosférica en la realización de un laboratorio de calibración para instrumentos de medida de la radiación solar.

Entre las colaboraciones internacionales, continúan las establecidas con el Laboratoire d'Optique Atmospherique de la Universidad de Lille o la Universite du Littoral - Cote d'Opale, ambas en Francia. El trabajo que se presenta será relacionado con estudios realizados por estos grupos mediante medidas de satélite en la zona del Golfo de Cádiz. La parte final del trabajo es también una colaboración con el Instituto de Meteorología de Portugal, que aportó procedimientos y medidas que serán presentadas en conjunción con las nuestras para el seguimiento de episodios de aerosoles desérticos.

Se detalla a continuación el desarrollo del trabajo:

- La primera parte versa sobre todo lo relacionado con la instrumentación y las medidas experimentales.

En el primer capítulo se va a analizar con detalle la importancia de los aerosoles atmosféricos, describiendo sus características básicas y los fenómenos que provocan su aparición. Pasaremos a

describir cómo a partir de medidas de radiación solar podemos obtener una caracterización suficiente del aerosol presente en la atmósfera que atraviesa esta radiación. Finalmente, repasaremos los tipos de instrumentos que deben ser utilizados en estas medidas.

En el segundo capítulo analizaremos la instrumentación empleada. Además de describirla completamente, daremos cuenta de las medidas de laboratorio que permitieron estudiar con profundidad los detalles de sus comportamientos, en una serie de rigurosas caracterizaciones que serán necesarias para validar las medidas obtenidas y utilizadas en este trabajo.

Describir las calibraciones que se realizaron en los instrumentos serán el motivo del tercer capítulo. En este tipo de aplicaciones es habitual utilizar el tipo de calibración llamado representación de Langley. En este trabajo aportamos un estudio de los posibles errores que dicha calibración puede sufrir a través primero de simulaciones. Se realiza posteriormente un estudio comparado, sobre medidas reales de los instrumentos empleados en este trabajo, de las diferencias y validaciones de los diversos tipos de calibraciones que se realizan habitualmente en este tipo de estudios.

En el capítulo IV se dará una descripción de las medidas que empleamos en este trabajo, calendarios y tipos de las mismas, así como de la estación donde se midió, situación geográfica e influencias del entorno. Se describirán brevemente cómo son las medidas realizadas y los procesamientos posteriores que se llevan a cabo para comprobar su validez.

- La segunda parte relata la metodología utilizada en la determinación de los parámetros y las características radiativas y microfísicas de los distintos tipos de aerosoles de origen no local presentes en la zona de estudio, que serán detectadas mediante las medidas experimentales descritas anteriormente.

En el capítulo V se pasará a obtener los parámetros de turbiedad de la atmósfera, primera caracterización de los aerosoles presentes en la misma. Posteriormente, se describirá con detalle la evolución de dichos parámetros en la zona de estudio. Se estudiarán asimismo todas las relaciones que nos permitirán encontrar, distinguir y describir los diversos tipos de aerosoles presentes en el área de estudio, utilizando las caracterizaciones desarrolladas.

En el capítulo VI se seguirá un esquema análogo al del capítulo V pero aplicado esta vez a las características microfísicas y radiativas de los aerosoles atmosféricos que pueden obtenerse utilizando nuestras medidas: describiremos primero cómo se puede llegar a ellas y posteriormente encontraremos todas las relaciones que nos permitan delimitar las características de tamaño e influencia en la radiación de los distintos tipos de aerosoles presentes en la zona.

- La tercera parte correlaciona un análisis sobre las procedencias de las masas de aire que llegan a la zona de estudio y las características de cada tipo de aerosol encontradas en la parte anterior.

En el capítulo VII se analiza la relación entre todas las características determinadas y las procedencias de cada tipo de aerosol, confirmando los tipos anteriormente encontrados esta vez por su origen. Así, el estudio de dinámica atmosférica se unirá al estudio radiativo para dar una caracterización completa de los aerosoles que se encuentran en el área del Golfo de Cádiz.

Finalizaremos, en el capítulo VIII, estudiando en profundidad, y como aplicación de todas las técnicas empleadas en este trabajo, el seguimiento completo de eventos de irrupción en la zona de estudio de aerosoles procedentes de áreas desérticas del norte de África, puesto que son los eventos más importantes a la hora de modificar el balance radiativo en esta zona.

CAPÍTULO I: Recapitulación de las características de los aerosoles atmosféricos y su medición

Este primer capítulo puede considerarse como una introducción genérica a los temas que nos van a ocupar en adelante. Así, se comienza describiendo qué es un aerosol atmosférico, así como los diferentes tipos que se han clasificado en la bibliografía. Como el estudio de los efectos que provocan sobre la radiación solar permite descubrir las características básicas de cada uno de estos tipos, pasaremos a describir las bases de las teorías en las que podremos apoyarnos, en especial, lo que la teoría de Mie atañe a esta interacción de las partículas aerosoles con la radiación.

Una vez estudiada dicha interacción, y habiendo definido los parámetros que finalmente nos permitirán caracterizar a los diferentes tipos de aerosol, se pasa a una enumeración de esas propiedades según las recopilaciones y clasificaciones dadas en los diferentes modelos de aerosoles que históricamente se han ido produciendo.

La medida de todas estas características pasa por el estudio espectral de la radiación solar. Un breve repaso a las magnitudes que se deben medir y a los instrumentos que se emplean para medirlas constituirá el cierre de este capítulo.

I.1. IMPORTANCIA DE LOS AEROSOLES ATMOSFÉRICOS

I.1.1. ¿Qué es un aerosol atmosférico?

Los aerosoles son partículas en suspensión en la atmósfera, en estado gaseoso, líquido o sólido.

Por su origen, los aerosoles atmosféricos se clasifican en *naturales*, compuestos principalmente por cenizas volcánicas, esporas, polen, sal marina, polvo natural, etc, y *antropogénicos*, derivados de la actividad humana, tales como humo de chimeneas, partículas minerales surgidas de procesos industriales..., las partículas producidas fotoquímicamente a partir de contaminantes gaseosos también entran en este apartado.

Su razón de mezcla en el suelo es variable, desde unos pocos $\mu\text{g}/\text{m}^3$ de un aire limpio a los 1000 $\mu\text{g}/\text{m}^3$ que pueden alcanzarse en una atmósfera muy contaminada¹. Su presencia se debe a causas diversas: combustiones por procesos industriales, calefacciones, etc, productos generados en la misma atmósfera por reacciones químicas entre sustancias como sulfatos, nitratos, productos gaseosos..., movimientos de masas de aire que arrastran consigo partículas marinas o polvo desértico, etc.

Las partículas así generadas son eliminadas de la atmósfera mediante acción gravitatoria, coagulación, condensación y su posterior precipitación, etc. Todo ello implica un *tiempo de vida* de estas partículas en la atmósfera que puede variar de minutos a semanas en la troposfera, y llegar a los años si tales partículas alcanzan la estratosfera (común tras las erupciones volcánicas, por ejemplo), ya que ahí procesos de eliminación tales como condensación o precipitación no se producen.

También se pueden distinguir, por su tamaño, tres modos en la distribución de tamaños atendiendo a la densidad de partículas (su número en un volumen determinado):

- el denominado *modo de condensación* o *núcleos de Aitken*, cuyas dimensiones oscilan desde unos nm hasta 0.1 μm . Su contribución a la masa total es despreciable debido a su pequeño tamaño, siendo su eliminación de la atmósfera muy eficiente y debida a diversos mecanismos.

- el *modo* o *rango de acumulación*, que ocupa entre 0.1 y 1 - 2 μm , partículas que forman una parte sustancial de la masa, y son eliminadas de la atmósfera menos eficazmente. Son las que más influyen en la interacción de la radiación (en concreto, en el *scattering* que definiremos posteriormente).

- las partículas gruesas (o *coarse*), que van desde 1 a 100 μm , formadas por procesos mecánicos y cuyo origen es tanto natural (polvo arrastrado por el viento, emisiones volcánicas...) como antropogénico. Estas son las partículas que más contribuyen a la masa total de aerosoles.

Todo ello se reduce a dos modos, finas y gruesas (*fine* y *coarse*), si se contabilizan los dos primeros conjuntamente, o bien si se hace una clasificación atendiendo a la masa de las partículas:

Referente a su eliminación de la atmósfera, los núcleos de Aitken se condensan en partículas de mayor tamaño para posteriormente sufrir una coalescencia en cadenas de agregados, siendo finalmente eliminados por precipitación en el agua de lluvia. De hecho, funcionan como núcleos de condensación, constituyendo un mecanismo muy importante en la formación de nubosidad. Las partículas del modo

¹ Si bien estos valores dependen del promedio temporal usado en su determinación.

de acumulación forman gotas que se eliminan de modo parecido aunque menos eficazmente. Las partículas gruesas se eliminan debido a su masa, al actuar la gravedad, esto es, por sedimentación.

Hasta aquí hemos dado una visión general de lo que es un aerosol. Vamos a estudiar todos estos puntos con algo más de detalle. Para empezar, diremos que cada tipo de aerosol, que ahora describiremos, vendrá caracterizado por:

- La fuente de su producción, la cual determina su composición química.
- El mecanismo por el cual se produce, que da lugar a la forma y a la distribución de tamaños (es decir, a la densidad o al número de partículas que hay con cada tamaño en un determinado volumen de aire).
- La capacidad de producción, lo cual nos dará cuenta de su importancia relativa.
- El mecanismo de deposición, que indica las causas de su desaparición de la atmósfera.
- Y el tiempo de residencia en la atmósfera, que normalmente viene a indicar cuál es el rango de tamaños que debe considerarse, teniendo en cuenta que a mayor tiempo de residencia, más actúan los mecanismos de deposición o sedimentación.

Las dos primeras características son las primordiales a la hora de indicarnos cuál es la capacidad de interacción de las partículas aerosoles con el vapor de agua atmosférico (fundamental a la hora de estudiar su efecto sobre la creación de nubosidad) y con la radiación solar (fundamental para conocer su efecto sobre el balance radiativo), sobre la que dejan una auténtica *firma* que nos permitirá conocerlos: esta es la razón de ser del presente trabajo).

Vamos a repasar brevemente los tipos de aerosol que nos podemos encontrar, atendiendo a las fuentes que los originan, para dejar claras algunas de sus características que ya están estudiadas en la bibliografía (ver, por ejemplo, el repaso dado en [d'Almeida et al, 1991]).

Las fuentes que generan aerosoles atmosféricos se clasifican en dos tipos:

- Primarias: fuentes naturales tales como océanos, regiones áridas, volcanes o todo aerosol de origen biológico.
- Secundarias: derivadas de reacciones químicas de gases o compuestos presentes en la atmósfera, que acaban generando partículas por medio de una conversión gas-partícula. El radio de tales partículas es menor de 0.1 μm .

1.1.2. Tipos de aerosoles

Los tipos distintos de aerosoles que acabamos encontrándonos se detallan a continuación. Esta clasificación, típica en estudios climáticos [Shettle and Fenn, 1979; *World Climate Program 112*, 1986; Longtin et al., 1988; D'Almeida, 1991], no pretende ser en absoluto exhaustiva, sino simplemente introducir tanto los tipos como las características determinantes en las que nos deberemos centrar para afrontar el estudio particular de aerosoles de una región específica, como el de este trabajo. Atendiendo a la composición se generan en los modelos climáticos unos componentes básicos, como los siguientes:

- *Extraterrestres*: las partículas de origen extraterrestre, provenientes de pequeños meteoritos o polvo interplanetario (presente en el sistema solar hasta la órbita de Júpiter), pueden llegar a penetrar en la atmósfera, especialmente a través de los polos (dirigidas por el campo magnético

terrestre, por ejemplo). La luz zodiacal, perjudicial en medidas astronómicas, se debe al *scattering*² de la radiación solar por parte de estas partículas.

En su composición fundamentalmente entran elementos como hierro, magnesio, silicio, azufre, argón, calcio, níquel, cromo, cloro, manganeso, potasio, cobalto o titanio [Cameron, 1981]. Su efecto, sin embargo, es prácticamente despreciable a nivel climático, y en nuestras latitudes apenas son detectables.

- *Partículas marinas*: en las superficies de los mares y océanos se desprenden burbujas por acción del viento (olas) o la lluvia, burbujas que en determinadas condiciones de humedad (superior a un 98%) pueden quedar en suspensión en la atmósfera [Blanchard and Woodcock, 1980]. Si se produce una evaporación en estas burbujas (bajando el grado de humedad a entre un 10 y un 74%) puede obtenerse sal saturada y, produciéndose un cambio de fase, terminar en forma de partícula aerosol compuesta de NaCl o de $2(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$.

Un rango típico de tamaños para estas partículas se da entre 0.001 y 100 μm , siendo el carácter de la distribución de tamaños hasta trimodal (estando presentes los tres modos anteriormente descritos) [Jaenicke, 1988]. Es fácil adivinar que, estando la superficie del globo cubierta en dos tercios de su totalidad por mares, éste es el tipo de aerosol más frecuente y extendido en el planeta. Además, los mecanismos de producción son muy eficientes, lo cual refuerza este hecho.

- *Aerosoles minerales*: de toda la tierra firme existente en la superficie del planeta, un tercio es un desierto o está prácticamente árida. En esas condiciones, el viento es el causante principal en generar un aerosol de tipo mineral que el suelo es incapaz de retener. Así, mediante mecanismos de convección y circulación atmosférica un aerosol generado en un desierto es capaz de llegar a capas altas de la troposfera e incluso la estratosfera, e iniciar un largo viaje que le lleve incluso a otras latitudes, como tendremos ocasión de comprobar en este mismo trabajo.

El rango de tamaños que podemos encontrarnos en este tipo de aerosol es de 0.02 a 100 μm [Schütz and Jaenicke, 1974; Prospero et al., 1981; d'Almeida and Schütz, 1983]. Las partículas cercanas al segundo valor, las más grandes, son las que tienen masas más grandes y tiempos cortos de residencia en la atmósfera, no sobreviviendo apenas a las tormentas de arena que las originan. Las partículas más pequeñas desaparecen por otros mecanismos (especialmente agregándose a partículas mayores), y las comprendidas entre 0.1 y 5 μm son las que permanecen por un tiempo mayor en la atmósfera, las que son capaces de realizar los viajes de hasta 5000 km que caracterizan a un episodio de aerosol desértico, por ejemplo.

- *Sulfatos y derivados*: el origen de partículas de aerosol conteniendo sulfatos o compuestos con azufre es diverso: las erupciones y procesos volcánicos son capaces de generar el 10-20% de todos los aerosoles de este tipo en la atmósfera, pero existen otros orígenes naturales como los procesos generados por los seres vivos marinos (algas y plancton) o por la oxidación de emisiones biológicas terrestres, especialmente en estaciones húmedas. La otra causa fundamental de su aparición hay que buscarla en los procesos antropogénicos, especialmente en el SO_2 proveniente de combustibles fósiles.

² Es comúnmente aceptado el término inglés *scattering* para denotar al fenómeno de la redistribución de la energía electromagnética incidente por medio de la partícula. El término castellano de *esparcimiento* no es comúnmente aceptado, y es incorrecto utilizar el término *dispersión*; el término *difusión* puede confundirse con otros procesos físicos en este campo, por lo que desgraciadamente nos vemos obligados a recurrir al término anglosajón.

Otros compuestos son H_2S , CS_2 , COS , o los producidos por algas marinas, como CH_3SCH_3 y CH_3SSCH_3 que generan núcleos de condensación sobre los mares debido a su alta solubilidad [Hidy, 1984]. Esta es, precisamente, la causa más importante de generación de nubosidad sobre los océanos.

- *Nitratos y derivados*: Los compuestos nitrogenados más frecuentes son los derivados del N_2O que se genera en fertilizantes y suelos o del NO_2 que se genera en las combustiones de zonas industrializadas, tormentas y oxidaciones de otros gases atmosféricos. Estos compuestos no se consideran por separado en ninguna clasificación climática, debido a su pequeño tamaño y a su alta afinidad por unirse a partículas más grandes y más complejas [Hidy, 1984].
- *Aerosoles orgánicos*: tienen diferentes orígenes [Hidy, 1984]:
 - Antropogénicos: generados en ataques de O_3 o radicales $-\text{OH}$ en olefinas (C_nH_{2n}).
 - Generados en bosques (isopreno o terpeno, que mediante la conversión de gas a partícula forma aerosoles de pequeño tamaño).
 - Producidos por desintegración, como los generados por algas, polen, etc., en campos de cultivo, sabanas, bosques tropicales, etc. Generan partículas grandes, que pese a su baja concentración crean núcleos de condensación importantes.
- *Aerosoles carbonáceos*: generados en agregaciones posteriores a combustiones, dando hollín compuesto de grafito (con mucha absorción de radiación) y derivados orgánicos (con poca absorción de radiación) [Rosen and Novakov, 1984]. También pueden generarse en reacciones químicas a partir de gases supersaturados de compuestos orgánicos. Existe mucha discrepancia en la determinación exacta de sus propiedades radiativas, y además es muy difícil determinar su contribución por la gran variedad de sus posibles orígenes.
- *Aerosoles volcánicos*: los aerosoles generados en las erupciones volcánicas llegan a la alta troposfera y a la estratosfera, estando formados por cenizas, polvo no soluble y gases reactivos (H_2S , SO_2 , HCl) [Hidy, 1984]. A efectos de considerar el balance radiativo puede tomarse como el aerosol más importante, aunque su aparición es aleatoria, supeditada a eventos de erupciones volcánicas. La distribución de tamaños que caracteriza a este aerosol es bimodal, estando compuesta por gotas de H_2SO_4 , predominantemente, entre 0.001 y $1 \mu\text{m}$, y cenizas por encima de ese tamaño [WCP-55, 1983]. Las circulaciones generales estratosféricas provocan su extensión, tras las erupciones, por todo el globo, y la poca mezcla entre capas tan altas de la atmósfera hace que su permanencia llegue a ser de varios años [Jaenicke and d'Almeida, 1983; Hofmann, 1988].

Las características microfísicas (como el tamaño) o radiativas (como el albedo de *scattering* simple) de las partículas aerosoles varían con la humedad relativa del aire que les rodea. Así, partículas hidrófilas típicas como las salinas, oceánicas y solubles en agua, y sulfatos incrementan rápidamente su tamaño con la humedad relativa creciente, mientras el hollín apenas lo varía y partículas minerales y polvo desértico apenas sufren influencia.

Con tamaños crecientes por este motivo, los coeficientes de *scattering* y de absorción se incrementan también, debilitándose al mismo tiempo su dependencia con la longitud de onda. La región infrarroja, por su parte, muestra una mayor sensibilidad a los procesos de atenuación, siendo el incremento de la absorción en el infrarrojo térmico particularmente importante al considerar en efectos climáticos. Incrementar la humedad relativa, por su parte, tiene una influencia menor en las longitudes de onda cortas en las propiedades de *scattering*, algo parecido a lo que ocurre con el factor de

asimetría. La humedad relativa influye sobre todo en propiedades radiativas en una parte del intervalo IR (más de 3 μm) que no consideraremos en las medidas de este trabajo.

Una vez establecidos los posibles tipos de aerosol en base a su composición, ahora podemos dar una clasificación orientada ya a un punto de vista climático, pues por las propiedades radiativas de cada tipo de aerosol encontrado en la naturaleza, cada uno influirá de un modo determinado en el balance radiativo. Los modelos climáticos en los que entran en juego los aerosoles atmosféricos establecen una serie de tipos bien marcados. Desde [Shettle and Fenn, 1979], que definía unos pocos tipos básicos, hasta la exhaustiva clasificación, basada en recopilaciones de trabajos que estudiaban propiedades microfísicas y radiativas de aerosoles dada por [D'Almeida, 1991], acabando en la más reciente recopilación dada por [Hess et al., 1998] en su modelo OPAC, múltiples estudios de climatología o modelización de aerosoles han ido basándose en unos cuantos tipos básicos, perfilando poco a poco sus características [Deepak, 1982; Lenoble and Brogniez, 1984; Seinfeld et al., 1986; Hansen and Lacis, 1990; D'Almeida et al., 1991; Lenoble, 1993; número especial de JGR, 1997]. Vamos a enumerar los más importantes, teniendo en mente que el presente trabajo intentará encontrar características propias de algunos de estos tipos, en concreto, los que se den habitualmente en la zona de estudio. Por eso omitimos algunos tipos que no nos vamos a encontrar, como el aerosol antártico.

I.1.2.1. Aerosol ártico

Su presencia se debe a la localización del frente polar. En el invierno, éste se sitúa en latitudes bajas, y los aerosoles antropogénicos nacidos de la Europa industrializada pueden llegar a alcanzar las regiones árticas. En el verano, el frente polar está en latitudes altas y evita el intercambio de aire procedente de latitudes menores, protegiendo a la zona ártica de estos aerosoles. Ese aerosol nace fundamentalmente en el norte de Europa y Asia. Las masas de aire ártico suelen llegar con poca carga de aerosoles, y conformando una mezcla de aerosol marino (que se integra en el modo de acumulación) y mineral (de partículas más gruesas). En los periodos de abril-mayo y septiembre-octubre también entran en juego aerosoles de tipo biológico por ciclos naturales de vegetación.

I.1.2.2. Aerosol desértico

Algunas de las grandes circulaciones de aerosol se producen teniendo como protagonista al aerosol desértico. En el caso de nuestras medidas, hay que tener en cuenta la cercanía relativa del desierto del Sáhara y otras regiones áridas del norte de África, que suponen uno de los generadores mayores mundiales de aerosol desértico. Si bien son evidentes generadores de turbiedad, los aerosoles desérticos tienen una gran variabilidad en sus propiedades, desde ópticas a microfísicas.

Un ejemplo gráfico es una buena referencia de la posible importancia de los aerosoles desérticos en el balance radiativo. Este ejemplo fue tomado el 28 de febrero de 2000 con el sensor SeaWiFS (Figura I.1) (ver capítulo V para descripciones del sensor, y los capítulos VII y VIII para comprobar la detección de este episodio). Como vemos, la nube de aerosol desértico nacida en el norte de África se extiende por el Atlántico y penetra en la Península Ibérica. Esta nube era tan densa que en las islas Canarias provocó graves problemas de visibilidad.

I.1.2.3. Aerosol continental

Bajo este término se recoge en los estudios climáticos un amplio abanico de tipos de aerosol, desde el continental puro (o rural) al biogénico y urbano. Cada uno de ellos tiene unas características determinadas y diferentes.

- El rural (también se le llama continental limpio) contiene sustancias solubles en agua y polvo, y se encuentra en las zonas continentales alejadas de núcleos urbanos, como entornos rurales.

- El forestal es típico de zonas (selvas africanas y sudamericanas) que no influyen en nuestras medidas, altamente cargado de componentes generados biológicamente.
- Existe un tipo de aerosol continental-promedio que se forma al mezclar el rural con el aerosol proveniente de zonas algo más industrializadas. Una mezcla, efectivamente, de humo, polvo y aerosoles solubles en agua, sobre todo éste último, que acaba siendo muy común en zonas europeas.

El aerosol urbano es propio de áreas con alto grado de polución antropogénica, proveniente de plantas industriales, áreas residenciales y fuentes móviles (tráfico). También pueden formar parte de este aerosol algunas actividades rurales como el producto de la quema de vegetación. Los componentes básicos son nitratos, sustancias conteniendo azufre y carbono, polvo mineral y cenizas.

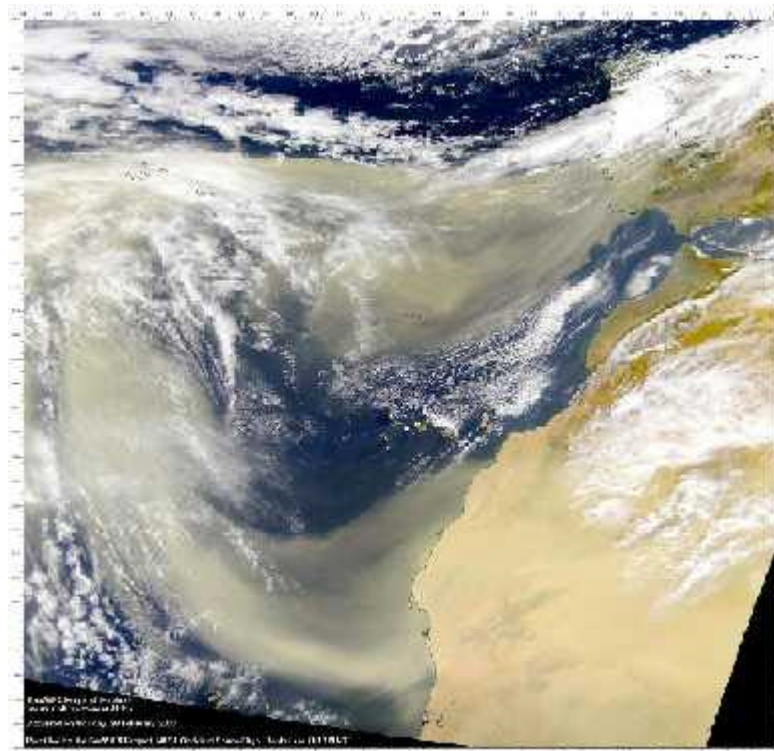


Figura I.1: Imagen del sensor SeaWiFS del 28 de febrero de 2000, mostrando un episodio de aerosol desértico procedente del Sáhara extendiéndose por el Atlántico

I.1.2.4. Aerosol marítimo

Tradicionalmente, los modelos de aerosoles consideran que el aerosol marítimo, el más abundante en el planeta, es una mezcla de sustancias solubles en agua (en un 99.96%) y de partículas salinas (en un 0.04%) [WCP-112, 1986]. En los estudios climáticos [D’Almeida et al., 1991] se definen hasta tres tipos de aerosol marítimo, denominados *limpio*, *mineral* y *polucionado*.

- El aerosol marítimo limpio o puro se forma en masas de aire que nacen o permanecen el tiempo suficiente sobre una zona de océano abierto, muy alejado de cualquier costa. En estas condiciones se forma un aerosol compuesto de partículas generadas por la actividad biológica mezclado con sulfatos y partículas salinas, resultando en una distribución trimodal de tamaños.

- Este aerosol marítimo puro puede encontrarse con la invasión en el entorno oceánico (y a veces una gran cantidad de kilómetros en el interior del mismo) del aerosol desértico que se ha producido en regiones áridas. La mezcla es un tipo de aerosol muy común en regiones mediterráneas como las nuestras, mezclándose la masa de aire cargada de polvo desértico sahariano en su viaje al norte y al oeste con masas de aire cargadas de aerosol marítimo. Su estudio será muy importante en la parte final de nuestro trabajo, pues como veremos hemos podido detectar episodios de este tipo en nuestra zona de estudio. Un modo típico entre 0.1 y 5 μm aparece predominantemente en las distribuciones de tamaños.
- Análogamente, junto a regiones muy industrializadas, especialmente en zonas costeras, el aerosol de tipo urbano puede terminar mezclándose con el marítimo puro, modificando sus distribuciones de tamaños. La importancia de este aerosol en la producción de nubosidad (actúa como núcleo de condensación) y por ende en el balance radiativo atmosférico es mayor de lo que puede parecer en un primer momento.

En todos estos tipos de aerosol hay que tener en cuenta aquéllos que tienen la propiedad de ser hidrófilos, pues al condensarse vapor de agua a su alrededor pueden cambiar su forma, tamaño y propiedades, en especial las propiedades ópticas que medimos en este trabajo. Los aerosoles marítimos, en especial los que se generan mediante partículas de sal, son los que más pueden sufrir este proceso.

I.2. APLICACIONES

¿Por qué son importantes los aerosoles atmosféricos? Esta es la pregunta cuya respuesta ha de animar el presente trabajo, dado que su fin es estudiar características de los aerosoles presentes en la zona de estudio. Haciendo un repaso a su influencia en el planeta obtendremos de natural una buena cantidad de respuestas:

- El interés más en boga es el del llamado *forzado radiativo*, si se nos permite la burda traducción del término internacionalmente extendido *radiative forcing*, que podemos definir como la contribución de los aerosoles al clima del planeta, especialmente centrado en los procesos que originan o en su interacción con la radiación solar. Así, su contribución es considerada habitualmente como negativa (en el signo, es decir, que su aparición masiva tiende a disminuir la temperatura del planeta, desequilibrando en sentido negativo el balance energético del mismo). Sin embargo, es característico del aerosol atmosférico que este forzado sea enormemente variable, tanto espacial como temporalmente, por las múltiples contribuciones posibles [Lacis and Mischenko, 1995; NRC, 1996].
- Las partículas aerosoles, como hemos visto en algunos ejemplos del apartado anterior, son núcleos de condensación y provocan la formación de núcleos de hielo, con lo que su presencia o ausencia pueden determinar, respectivamente, la mayor o menor cantidad de nubes, volviendo a enfrentarnos directamente con el problema del balance energético en el planeta. Una mayor cantidad de aerosol, por un lado, reduce la radiación que llega al nivel del suelo, pero por otro, al absorberla, aumenta la temperatura de la atmósfera, y además, al actuar como núcleo de condensación para la formación de nubes, acaba incrementando el efecto invernadero [ver la discusión de Hansen and Lacis, 1990].
- Los aerosoles volcánicos son especialmente importantes. Su aparición brusca en la atmósfera, producto de una erupción volcánica, puede ser seguida, como hemos visto, de una larga temporada de residencia en ella [Jaenicke and d'Almeida, 1983]. El carácter sulfúrico de este

tipo de aerosol prácticamente estratosférico se ha revelado importante en muchos aspectos, incluyendo la formación del agujero de ozono sobre la Antártida [Molina and Rowland, 1974; Hofmann and Solomon, 1989; Brasseur and Granier, 1992; Hofmann et al., 1994]. Además, la gran cantidad de materia por encima de la troposfera que supone su aparición determina temporadas en las que se varía apreciablemente el balance radiativo, produciendo incluso descensos en la temperatura global del planeta.

- Hemos seguido anteriormente una serie de observaciones acerca de cuáles son los constituyentes químicos de la mayoría de los aerosoles presentes. Los aerosoles no son sólo el resultado de condensaciones de productos gaseosos sino que, dadas sus composiciones, también pueden interactuar entre ellos. Por lo tanto, tienen un papel fundamental en la química atmosférica.
- Se ha demostrado que la presencia del aerosol atmosférico estabiliza la estratificación de la baja atmósfera durante las horas en las que el sol está presente, mientras que tiende a hacerla desaparecer durante las noches y sobre los océanos. Así, los aerosoles no sólo están influidos por la dinámica de la atmósfera, que acaba determinando su cobertura geográfica, sino que realmente están influyendo sobre dicha dinámica, en una complejísima realimentación que, aunque se supone que no tiene una importancia capital, aún está por determinar.
- Los aerosoles son nutrientes muy importantes en ecosistemas marinos y, sobre todo, terrestres. Por su composición, su deposición en el suelo acaba proporcionando a éste muchos de los elementos traza que necesita, en una nueva realimentación (pues muchos aerosoles son generados por el suelo).
- Las partículas aerosoles presentes en la atmósfera influyen directamente en el hombre: en estudios de visibilidad, pues su presencia disminuye la misma y puede hacerlo muy gravemente en determinadas circunstancias; o en estudios de salubridad pública, puesto que muchos aerosoles como polvo, gramíneas o contaminantes pueden causar alergias o enfermedades de las vías respiratorias. Algunos, incluso, pueden ser portadores o transmisores de enfermedades infecciosas.
- Algo que está latente en varios de estos puntos: el hombre está influyendo cada vez más en la carga total de aerosoles en el planeta, por su actividad industrial a gran escala. Aerosoles de composiciones muy diversas y, sobre todo, ajenos hasta ahora al entorno natural atmosférico están provocando efectos de los que ahora comenzamos a tener las primeras noticias (como por ejemplo el de los CFC en la formación del agujero de ozono). Es evidente que el estudio de las cantidades y tipos de aerosoles inyectados en la atmósfera va a ser cada vez más importante para comprender los delicados equilibrios que permiten nuestra presencia en el planeta [Preining, 1991; Ten Brink, 1993].

El seguimiento de las propiedades verticales (es decir, en toda la columna atmosférica) es de gran interés en los estudios climatológicos y medioambientales [Twomey, 1977; Preining, 1991; National Research Council, 1996]. Estas propiedades pasan por la determinación de los índices de turbiedad, el espesor óptico de aerosoles (conocido como *Aerosol Optical Depth*, AOD, tan extendida esta nomenclatura que a veces usaremos este acrónimo en el presente trabajo), los parámetros físicos (radio efectivo de la distribución de tamaños, etc.), y parámetros radiativos (albedo de *scattering* simple, factor de fase, parámetro de asimetría, etc.).

La determinación de la tremenda variabilidad tanto espacial como temporal del aerosol atmosférico requiere medidas rutinarias a lo largo de periodos suficientemente largos. Los datos medidos más frecuentes son proporcionados en general por campañas intensivas cortas o por campañas realizadas en periodos largos [Hoppel et al., 1983; Tanré et al., 1988; Holben et al., 1991; Wendisch and von Hoyningen-Huene, 1992; Villevalde et al., 1994; Vasilyev et al., 1995; Esposito et al., 1996; Nakajima et al., 1996; Quinn et al., 1996; Raes, 1997; Bates et al., 1998; Cachorro et al., 2000; o el presente trabajo]. Asimismo, se han desarrollado algunas redes mundiales de seguimiento de propiedades de aerosoles a base de utilizar el mismo modelo de fotómetro en diversas estaciones diseminadas por todo el globo [World Climate Program 112, 1986; World Meteorological Organization, 1993] la última de ellas con una gran extensión, AERONET [Holben et al., 1998], en la cual está integrado uno de los instrumentos utilizados en este trabajo.

Estas medidas suelen hacerse en general con fotómetros solares que miden con anchuras de banda variables, entre 10 y 40 nm. Sin embargo, también pueden realizarse mediante espectrómetros con una mayor resolución espectral [Cachorro et al., 1985; Riordan et al., 1989; Ahern et al., 1991; Cachorro and de Frutos, 1994; Cuomo et al., 1994; Cachorro et al., 1998].

Hay un gran número de publicaciones en los últimos veinte años que subrayan la importancia del estudio de aerosoles desde el punto de vista climático [National Research Council, 1996; Raes, 1997; Bates et al., 1998; véase la sección especial "Passive Remote Sensing of Tropospheric Aerosol and Atmospheric Correction From the New Generation of Satellite Sensors" en *Journal of Geophysical Research*, 102(D14), 16,815-17,217, 1997].

I.3. LOS AEROSOL Y LA RADIACIÓN SOLAR

La presencia de un determinado tipo de aerosol en la atmósfera puede ser descubierta por varios medios. El más directo es obtener muestras suficientes a lo largo de toda la columna atmosférica, recogerlas y analizarlas. La complejidad material de este tipo de medidas (realizadas a bordo de aviones, por ejemplo), nos hace enfocar nuestro estudio sobre un punto más asequible pero igualmente atractivo y complejo: determinar qué propiedades podemos extraer del efecto que la presencia del aerosol está provocando en la radiación solar que llega hasta nosotros.

El *scattering* por moléculas de tamaño menor que la longitud de onda de la radiación involucrada (hasta 0.03 veces esa longitud) es estudiada por la teoría de Rayleigh, en tanto que el debido a partículas de un tamaño del orden del de la longitud de onda es estudiado por la teoría de Mie. Ésta proporciona una solución completa al problema del *scattering* y absorción por parte de una partícula de forma esférica, prediciendo en el límite de radios pequeños completamente la teoría de Rayleigh, la cual se basa en la oscilación de dipolos del medio cuando llega radiación, siendo la densidad de flujo luminoso dispersado directamente proporcional a la cuarta potencia de la frecuencia de la radiación incidente.

Gustav Mie (1868-1957) publicó en [Mie, 1908] una solución rigurosa del *scattering* de partículas esféricas de cualquier tamaño, si bien la desarrolló para dar cuenta del *scattering* en disoluciones coloidales, de modo que no se aplicó en óptica atmosférica hasta los años treinta. La teoría se desarrolla en base a tres premisas [Mie, 1944]:

- hay una fuerte y compleja dependencia de la intensidad de la luz dispersada con el ángulo de observación, dependencia que aumenta con la razón entre el tamaño de la partícula y la longitud de onda de la radiación incidente.

- se da un incremento del *scattering* hacia delante a medida que aumenta el tamaño de las partículas.
- la dependencia del *scattering* con la longitud de onda es mucho menor, y disminuye con el aumento de tamaño de las partículas, razón por la cual un cielo con nubes, cuyos centros de dispersión son gotas de agua o cristales de hielo de considerable tamaño, es blanco.

La Física sobre la que se sustenta la teoría es análoga a la de la teoría de Rayleigh, pero aumenta en complejidad de forma radical, ya que tiene en cuenta que las partículas están formadas por varios componentes, con lo que considera el efecto de multipolos que generan ondas parciales, como describe la teoría de Huygens, entre las cuales se producen interferencias espaciales y temporales debidas a diferencias de fase, las cuales se originan merced a que el tamaño de la partícula es comparable a la longitud de onda.

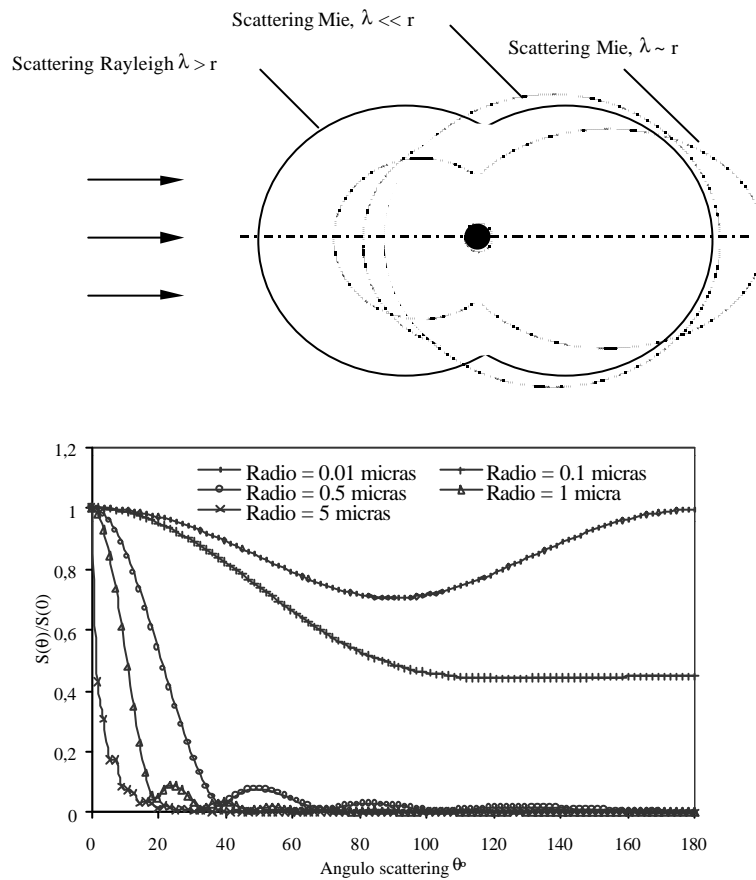


Figura I.2: Redistribución angular de la radiación redistribuida por el *scattering* de una partícula según la longitud de onda de la radiación incidente. El ejemplo inferior se realiza para $\lambda = 630 \text{ nm}$, $m = \frac{\text{índice de refracción partícula}}{\text{índice de refracción medio}} = 1.05$.

Cada partícula tiene asociada una sección eficaz angular de dispersión que indica el flujo de energía dispersada por unidad de irradiancia incidente. El flujo de energía total, dispersada en todas direcciones, de la partícula lo suministra la sección eficaz total de dispersión. El cociente entre ésta y la sección eficaz geométrica es el factor de eficiencia o coeficiente de Mie, indicando éste a veces que la partícula puede dispersar incluso más flujo que el que atraviesa la sección eficaz de dispersión de la partícula. La Figura I.2 ilustra la redistribución angular de la radiación redistribuida por scattering por medio de una partícula, dependiendo de la relación entre la longitud de onda de la radiación incidente y

el tamaño de la partícula. Se observa cómo a medida que la partícula crece, desde tamaños muy pequeños, la distribución empieza a ser asimétrica, pero cuando las partículas son grandes vuelve a tener cierta simetría (ver [van de Hulst, 1957]). Desde el punto de vista espectral, no mostrado, las partículas más pequeñas redistribuyen más eficazmente las radiaciones de longitud de onda cortas, lo que provoca el color azul del cielo (luz que llega a nuestros ojos habiendo sufrido *scattering* por todas las moléculas atmosféricas). A medida que la partícula crece, la redistribución de la radiación se hace menos dependiente de la longitud de onda (por eso las nubes, por ejemplo las de hielo, con partículas de tamaños mayores, son blancas).

La teoría de Mie debe aplicarse rigurosamente sólo a partículas esféricas e isótropas. El factor fundamental de la teoría es el parámetro adimensional de tamaño de las partículas $\alpha = 2\pi r/\lambda$, con r el tamaño de la partícula y λ la longitud de onda de la radiación incidente. La teoría se aplica con rigor en el caso de que $\alpha \geq 1$. Las únicas partículas atmosféricas que se pueden asimilar como esféricas e isótropas son las que contienen agua. Los granos de polvo y los núcleos de condensación que generan cristales a humedades relativas bajas crean una dispersión aún mucho más compleja. Sin embargo, frecuentemente la variabilidad del aerosol que conforma un tipo determinado es tan grande que no cabe otro remedio que suponer en promedio una forma esférica en las partículas para poder abordar el estudio, además, utilizando la teoría de Mie. Esto será lo que hagamos también en este trabajo.

Concretemos a continuación en qué características nos debemos fijar en el estudio de un aerosol, y si podemos determinarlas a través de medidas de radiación solar.

1.3.1. Características físicas de los aerosoles

Los aerosoles atmosféricos quedan completamente descritos si damos de ellos en cada punto de la atmósfera, o en capas homogéneas:

- su distribución de tamaños,
- su composición química,
- su forma (aunque se estudian asimilando que su efecto es equivalente al de partículas esféricas, desde el punto de vista óptico).

Los dos primeros parámetros se discutirán más adelante. En cuanto a la **forma**, como hemos descrito, las partículas líquidas son aproximadamente esféricas, pero las sólidas son muy irregulares y altamente variables, de modo que los modelos actuales de aerosoles asumen que las partículas estudiadas son esféricas, fundamentándose en que una gran cantidad de partículas de forma irregular se comportan en promedio como lo harían aproximadamente unas esféricas.

El **tamaño** de una partícula se caracteriza por consiguiente por su radio, r , y la *distribución de tamaños* por una función, $n(r)$, definida como

$$n(r) = \frac{dN}{dr} \quad (\text{I.1})$$

que representa el número de partículas por unidad de volumen³ cuyos radios están comprendidos entre r y $r+dr$.

También puede definirse en forma logarítmica como $n^*(r) = \frac{dN}{d \ln r}$, representando al número de partículas cuyos radios estén comprendidos entre r y $r + d \ln r$.

De la definición anterior podemos observar:

$$\int_0^{\infty} n(r) dr = N \quad (I.2)$$

donde N es el número total de partículas. La cantidad de aerosoles (o carga) puede ser expresada también por medio del volumen de aerosoles por unidad de volumen de aire o por la masa de aerosoles (multiplicando por la densidad):

$$V = N \frac{4\rho}{3} \int_0^{\infty} r^3 n(r) dr \quad (I.3)$$

La **composición química** es muy variable, siendo muchas partículas complejas y con gran probabilidad inhomogéneas. Esta composición debe ser estudiada para comprender mejor los procesos de formación y eliminación de los aerosoles en la atmósfera. En los dos modos antes mencionados (acumulación y gruesas) se pone claramente de manifiesto la tendencia general de que la mayor parte de las partículas finas se componen de nitratos, sulfatos, amonio, plomo, carbono formando parte de moléculas orgánicas e inorgánicas, y las gruesas por hierro, calcio y silicio, cuyas fuentes fundamentales son los productos de erosión del viento (polvo), partículas de origen marino y las provenientes de erupciones volcánicas.

La composición química incide fundamentalmente en nuestro estudio en las propiedades radiativas de los aerosoles a través del índice de refracción, $\mathbf{n} = \mathbf{n}_r - i \mathbf{n}_i$, que como vemos tiene una naturaleza compleja. La parte imaginaria, \mathbf{n}_i , es *directamente proporcional al coeficiente de absorción* de la sustancia involucrada.

Más detalladamente, una partícula atmosférica se caracteriza por introducir una discontinuidad en el índice de refracción con respecto al aire que la rodea. El índice de refracción de las partículas entra en el cálculo del *scattering* de Mie por medio de su valor relativo respecto al medio, que es el aire en nuestro caso. El aire tiene una refractividad cercana a la unidad, así que en la práctica coinciden los valores absoluto y relativo del índice de las partículas. Es en el caso en que la absorción tenga un peso relativamente grande en los procesos de extinción cuando el índice de refracción adquiere una forma compleja, siendo la parte imaginaria la que da cuenta de esa contribución.

Varios autores, a través de sus investigaciones [Yamamoto and Tanaka, 1969; Reagan et al., 1977; Gillespie et al., 1978; Gillespie and Lindberg, 1992] han hallado valores representativos del índice de refracción de diversas sustancias componentes de los aerosoles atmosféricos, llegando a la conclusión de que la parte real del índice oscila entre los valores de 1.33 del agua pura y 1.54 de los silicatos, y la parte imaginaria entre 0.0 y los 0.5 del vapor de agua en la zona infrarroja.

³ Todas las magnitudes de este capítulo parten de la restricción que impone el hecho de tener medidas integradas a todo el espesor de la atmósfera, como es el caso de nuestras medidas de irradiancia directa a nivel del suelo. Para poder generalizar habría que dar una dependencia con la altura, que aquí se resume implícitamente con un parámetro de *altura patrón*.

El conocimiento de la composición química no conlleva necesariamente la extracción del valor del índice de refracción, ya que pueden existir inhomogeneidades e impurezas que no sean detectadas en un análisis químico. La mayoría de los métodos de inversión de aerosoles atmosféricos parten de *fijar el valor del índice de refracción de las partículas*.

Aclarando un poco más este tema, podemos hablar de una clasificación de los aerosoles atendiendo a su composición, y a la influencia que tiene ésta con respecto al *scattering* de la radiación, que nos ocupa en este trabajo. Así, podemos encontrarnos con aerosoles compuestos por una sola especie química, realmente los menos habituales, y partículas compuestas por una mezcla de especies. El carácter de esta mezcla determina finalmente las propiedades radiativas [Trijonis et al., 1990].

Así, se habla de una *mezcla externa* entre dos especies en un aerosol si ambas especies están representadas por poblaciones de partículas distintas dentro de la mezcla. En una mezcla de aerosol presente, habría partículas finas y partículas gruesas, poblaciones mezcladas pero separables, por ejemplo mediante un filtro. En este caso concreto, el *scattering* que produce cada especie se suma al producido por la otra para dar el resultado global.

Dos especies se *mezclan internamente* si las partículas individuales de aerosoles contienen ambas especies. Por ejemplo, el agua se mezcla con partículas higroscópicas, que se ven rodeadas, asimismo, por ella. En este caso, los efectos de *scattering* de cada especie están lejos de ser aditivos.

Además, el tipo de mezcla va a determinar la evolución posible de las partículas, que naturalmente variarán sus propiedades radiativas. Por ejemplo, las dos especies pueden ser antagónicas, de modo que si por alguna causa desaparece una de ellas, la otra se puede coagular generando partículas finales de mayor tamaño.

1.3.2. Características radiativas de los aerosoles

Las características radiativas de partículas esféricas de radio r e índice de refracción n a una longitud de onda λ vienen directamente de la teoría de Mie, y son: la **sección eficaz de scattering**, $S_{scatt}(\mathbf{l}, r, n)$, la **sección eficaz de absorción**, $S_{abs}(\mathbf{l}, r, n)$, siendo la **sección eficaz de extinción**, $S_{ext}(\mathbf{l}, r, n)$, la suma de ambas.

El **factor de eficiencia de scattering** Q_{scatt} y el **factor de eficiencia de extinción** Q_{ext} se definen como la razón de la sección eficaz y la sección geométrica: $Q_{scatt}(\mathbf{l}, r, m) = \frac{S_{scatt}}{\pi r^2}$, $Q_{ext}(\mathbf{l}, r, m) = \frac{S_{ext}}{\pi r^2}$.

El **albedo de scattering simple** se define como la razón $\omega = \sigma_{scatt} / \sigma_{ext}$. No habrá lugar a confusión de esta ω con la frecuencia angular de la radiación, que no emplearemos en lo que resta del trabajo.

La distribución angular de la luz redistribuida por el *scattering* está caracterizada por una **función de fase** $p(\mathbf{l}, r, n; \mathbf{q})$, con θ el ángulo de *scattering*, que da la intensidad de la radiación en cada dirección.

Para N partículas de la misma naturaleza con una distribución de tamaños $n(r)$ normalizada definimos el **coeficiente de extinción** del siguiente modo:

$$\mathbf{b}(\mathbf{l}) = N \int_0^{\infty} \pi r^2 Q_{ext}(\mathbf{l}, r, m) n(r) dr \quad (\text{I.4})$$

De igual forma, se define el **coeficiente de scattering**:

$$\mathbf{s}(\mathbf{I}) = N \int_0^\infty \mathbf{p} r^2 Q_{scatt}(\mathbf{I}, r, m) n(r) dr \quad (\text{I.5})$$

con lo cual el albedo de *scattering* simple es:

$$\mathbf{w}(\mathbf{I}) = \frac{\mathbf{s}(\mathbf{I})}{\mathbf{b}(\mathbf{I})} \quad (\text{I.6})$$

Uno de los parámetros más interesantes es el **factor o parámetro de asimetría**, que se usa en la mayor parte de los métodos aproximados de resolución de la ecuación de transferencia radiativa, y no es más que un tercio del coeficiente $\beta_1(\lambda)$ del desarrollo en serie de Legendre de la función de fase. Funcionalmente:

$$g = \int_{4p} \cos \mathbf{a} P(\Omega) \frac{d\Omega}{4p} \quad (\text{I.7})$$

siendo $P(\Omega)$ la función de fase normalizada a todo el ángulo sólido (la suma de la función de fase en todas las direcciones da el ángulo sólido 4π):

$$\int_{4p} P(\Omega) d\Omega = 4p \quad (\text{I.8})$$

El significado físico del parámetro de asimetría es una estimación de la direccionalidad de la función de fase, es decir, de la asimetría de la radiación redistribuida. El coeficiente de extinción es proporcional a la densidad de partículas, mientras que el albedo de dispersión simple, la función de fase y el factor de asimetría dependen tan sólo de la distribución de tamaños y del índice de refracción. Podemos eliminar esa dependencia del coeficiente de extinción con la densidad numérica de partículas si damos su variación espectral, definiéndola como $\beta(\lambda) / \beta(\lambda_0)$, siendo λ_0 una longitud de onda de referencia. Así, esta variación espectral vuelve a ser una propiedad específica del tipo de aerosol.

Para una mezcla de partículas de distintos tipos las definiciones anteriores son análogas, sumando esta vez las contribuciones a cada parámetro de cada tipo.

En la mayoría de las medidas de aerosoles se supone que $n(r)$ es constante con la altura, por lo cual habría que definir rigurosamente el **espesor óptico** de una capa atmosférica comprendida entre las alturas z_1 y z_2 como

$$\mathbf{t}(\mathbf{I}) = \int_{z_1}^{z_2} \mathbf{b}(\mathbf{I}, z) dz \quad (\text{I.9})$$

con $\beta(\lambda, z)$ el valor del coeficiente de extinción a la altura z . Si nos referimos a toda la columna atmosférica:

$$\mathbf{t}(\mathbf{I}) = \int_0^\infty \mathbf{b}(\mathbf{I}, z) dz \quad (\text{I.10})$$

Sustituyendo (I.4) se obtiene la expresión del espesor óptico de toda la columna atmosférica:

$$\mathbf{t}(\mathbf{I}) = N_c \int_{r_1}^{r_2} \mathbf{p}^2 Q_e(n, x) \mathbf{h}_c(r) dr \quad (\text{I.11})$$

Siendo $N_c = H_p N$, con H_p la altura patrón de los aerosoles, y por tanto η_c es la función de distribución columnar normalizada, porque se está suponiendo la atmósfera como una única capa.

1.3.3. Modelos de distribución de tamaños de aerosoles

Se aplica el término *modelo de aerosoles* para nombrar modelos incompletos como los de distribución de tamaños, o los de perfil de extinción o densidad, que dan cuenta de algunas de las características de los aerosoles estudiados, para diferenciarlos de los modelos *completos*.

Un modelo de aerosoles completo que permita hacer cálculos de transferencia radiativa debe dar la distribución de tamaños $n(r)$, el índice de refracción n (dependiente de la longitud de onda) y la densidad de partículas N , que se supone incluida en $n(r)$, pero en caso contrario debe darse al menos un perfil. También puede dividirse el modelo en tipos de partículas, haciendo necesaria una descripción pormenorizada de cada tipo.

En la atmósfera, las variaciones horizontales son siempre mucho más suaves que las verticales, de modo que un modelo desarrollado describirá el comportamiento de los aerosoles en una amplia zona alrededor del lugar de trabajo. Es más, una simplificación mayor surge del hecho de que dentro de una capa atmosférica razonablemente extensa (en altura y extensión) el material de aerosoles, definido por su $n(r)$ y n , permanece constante, dejando como único parámetro variable con la altura $N(z)$.

En la bibliografía podemos encontrar muchas expresiones que se han usado para describir la distribución de tamaños de los aerosoles. Estas expresiones suelen dejar libres dos, tres o más parámetros que deben ser ajustados según el problema concreto o bien según los datos que se estén tratando, a través del intento de un buen ajuste entre los datos medidos y el modelo teórico.

A continuación se presenta un repaso de las funciones más usadas en la descripción de la distribución de tamaños de los aerosoles. Para ello, previamente damos algunas definiciones:

La distribución numérica de tamaños suele venir caracterizada por su **radio modal** r_M , definido a través de la igualdad:

$$\frac{d n(r)}{d r} = 0 \text{ para } r = r_M \quad (\text{I.12})$$

es decir, es el radio para el cual la distribución tiene un máximo. Otra caracterización de la distribución puede venir dada por su radio medio, definido como:

$$\bar{r} = \int_0^{\infty} r n(r) dr \quad (\text{I.13})$$

siendo $n(r)$ obligatoriamente normalizada para poder definirlo. Este radio medio da cuenta del radio para el cual la mitad de las partículas son menores que ese radio y la otra mitad mayores. La **distribución acumulativa** $N(r)$ representa al número de partículas cuyos radios son mayores que r :

$$N(r) = \int_r^{\infty} n(r') dr' \quad (\text{I.14})$$

[Hansen, 1971; Hansen and Hovenier, 1974; Hansen and Travis, 1974] encontraron que las propiedades radiativas de los aerosoles no eran particularmente dependientes de la forma analítica específica de la distribución de tamaños que se usara, así que buscaron parámetros comunes cuya determinación proporcionara la máxima información posible sobre dichas propiedades. De esta forma, definieron un **radio efectivo** de la distribución como:

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} r^3 n(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 n(r) dr} \quad (\text{I.15})$$

y también caracterizaron la anchura de la distribución a través de una varianza efectiva dada por:

$$v_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} (r - r_{\text{eff}})^2 r^2 n(r) dr}{r_{\text{eff}}^2 \int_0^{\infty} r^2 n(r) dr} \quad (\text{I.16})$$

Por supuesto, podemos definir los momentos de la distribución, como corresponde al cálculo normal de variaciones; el momento de orden k se define como:

$$M_k = \int_0^{\infty} r^k n(r) dr \quad (\text{I.17})$$

Es inmediato entonces redefinir los anteriores parámetros, quedando sencillamente:

$$\begin{aligned} \bar{r} &= M_1 \\ r_{\text{eff}} &= \frac{M_3}{M_2} \\ v_{\text{eff}} &= \frac{M_4}{r_{\text{eff}}^2 M_2} - 1 = \frac{M_2 M_4}{M_3^2} - 1 \end{aligned} \quad (\text{I.18})$$

La condición de normalización vendrá impuesta ahora por:

$$M_0 = 1 \quad (\text{I.19})$$

Describamos ya las distribuciones más usadas. En todas las definiciones que siguen se ha normalizado para conseguir que la concentración total de partículas sea igual a N .

I.3.2.1. Distribución de Junge

La distribución de Junge es una de las más extendidas de la bibliografía. La *ley potencial*, como se llama en realidad, fue propuesta por Junge [1952, 1955, 1963] para representar empíricamente sus datos medidos de aerosol continental. Viene dada por intervalos de radios:

$$n(r) = \begin{cases} NC r^{-u-1} & \text{para } r_1 \leq r \leq r_2 \\ 0 & \text{fuera} \end{cases} \quad (\text{I.20})$$

donde C es una constante de normalización.

Una modificación es la ley potencial truncada:

$$n(r) = \begin{cases} NC_i r^{-u_i-1} & \text{para } r_1 \leq r \leq r_2 \\ 0 & \text{fuera} \end{cases} \quad (\text{I.21})$$

siendo las C_i definidas por las condiciones de continuidad de $n(r)$ en los puntos $r = r_i$, con $i = 1, 2 \dots p$, más la condición de normalización (I.19). Los parámetros que deben ajustarse a una curva experimental son los r_i y los v_i .

La primera explicación física para aceptar esta ley de distribución la dio [Friedlander, 1960], quien estableció un balance entre la inyección de partículas pequeñas en la atmósfera y la retirada por procesos de sedimentación de las partículas grandes, ocurriendo además el paso de partículas pequeñas a grandes por medio de la coagulación. El equilibrio de este balance es una distribución de tamaños tipo Junge. [Curcio, 1961] encontró que la mayoría de las distribuciones de tamaños que investigó

podían representarse con dos componentes: una de tipo Junge y otra componente pequeña de partículas grandes.

Por otro lado, matemáticamente esta ley empírica era consistente, pues si se introduce en la teoría de Mie resulta en una dependencia potencial de la extinción con la longitud de onda, reforzándose mutuamente con la ley de Angström. Así, se relaciona el parámetro v con el índice de turbiedad de Angström, dejando establecida la igualdad usada hoy día [Cachorro and de Frutos, 1995]:

$$v = \alpha + 2 \quad (\text{I.22})$$

I.3.2.2. Distribución de Junge modificada

Desde estos primeros intentos, se han ido realizando mejoras que intentan aproximar las distribuciones modelizadas a las medidas realmente. Así, se define de forma análoga a la de Junge una distribución de Junge modificada. En concreto:

$$n(r) = \begin{cases} NC_1 r^3 & \text{en } r_{\min} < r < 0.1 \text{ } \mu\text{m} \\ NC_2 r^{3-b} & \text{en } 0.1 \text{ } \mu\text{m} < r < r_{\max} \end{cases} \quad (\text{I.23})$$

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

I.3.2.3. La distribución Gamma

Se ha intentado aproximar la función de distribución de aerosoles con una función gamma, que tiene la forma:

$$n(r) = NC r^a e^{-br} \quad (\text{I.24})$$

con b y α mayores que cero [Hansen, 1971; Hansen y Travis, 1974]. Sin embargo, es mucho más corriente adoptar para este cometido la distribución modificada:

I.3.2.4. Distribución Gamma modificada

Ésta se define como:

$$n(r) = NC r^c e^{-hr^\gamma} \quad (\text{I.25})$$

con C dado por la condición de normalización [Deirmendjian, 1964]. 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 (1969) propuso un conjunto de modelos de aerosoles que, siguiendo esta distribución, tenían las características siguientes:

- para turbiedad baja: $\chi = 2$, $\eta = 15.1186$ y $\gamma = 0.5$.
- para turbiedad media: $\chi = 1$, $\eta = 8.9443$ y $\gamma = 0.5$.
- para turbiedad alta: $\chi = 2$, $\eta = 20$ y $\gamma = 1$.

En general, una distribución *biparamétrica* es a menudo suficiente para representar casi todas las características de los aerosoles, motivo por el cual algunos autores sugieren [Kuriyan, 74] limitarse a cálculos con $\gamma = 1$. Si hacemos tal cosa, podemos ajustar los valores de r_{eff} y v_{eff} de $n(r)$ a través de los parámetros χ y η , con $\gamma = 1$. Se obtiene que

$$r_{\text{eff}} = \frac{c+3}{h}, \quad v_{\text{eff}} = \frac{1}{c+3} \quad (\text{I.26})$$

y como χ debe ser positivo, ello implica que los modelos de distribución gamma modificada con $\gamma=1$ sólo son capaces de representar distribuciones con una varianza efectiva menor que 1/3, lo cual es una restricción demasiado severa para un amplio rango de partículas.

I.3.2.5. Distribución log normal

Esta distribución es muy usada también, tras su introducción por [Davies, 1974]. Se define más frecuentemente esta vez como $n^*(r)$ (recuérdese la ecuación (I.1)):

$$n^*(r) = N \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln r / r_g}{\ln \sigma} \right)^2 \right) \quad (\text{I.27})$$

siendo sus parámetros σ , la desviación estándar, y r_g el radio geométrico medio, considerándose este último como un radio modal para esta distribución de tipo logarítmico. En efecto, el radio modal de la distribución $n(r)$ (donde ésta tenga un máximo relativo) será:

$$r_M = r_g \exp(-\ln \sigma^2) \quad (\text{I.28})$$

y la función de distribución de tamaños acumulativa vendrá dada por:

$$N(r) = \frac{1}{2} \left[1 - \mathbf{q} \left(\frac{1}{\sqrt{2} \ln \sigma} \ln \frac{r}{r_g} \right) \right] \quad (\text{I.29})$$

con $\theta(x)$ la función error, que se define como:

$$\mathbf{q}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad (\text{I.30})$$

En este caso los momentos quedan expresados así:

$$M_k = r_g^k \exp \left(\frac{k^2}{2} \ln^2 \sigma \right) \quad (\text{I.31})$$

lo cual conduce a las definiciones:

$$\begin{aligned} \bar{r} &= r_g \exp \left(\frac{\ln^2 \sigma}{2} \right) \\ r_{eff} &= r_g \exp \left(\frac{5}{2} \ln^2 \sigma \right) \\ v_{eff} &= \exp(\ln^2 \sigma) - 1 \end{aligned} \quad (\text{I.32})$$

El significado físico de estos parámetros está discutido ampliamente en [Seinfeld, 1986].

I.3.2.6. Distribución multimodal

Su tendencia es a considerar varios radios modales sobre los que se centra la distribución. Se define como:

$$n(r) = \sum_{i=1}^m \frac{C}{\sqrt{2\pi} r \ln \sigma} \exp \left(-\frac{[\ln r - \ln \bar{r}_i]^2}{2 \ln^2 \sigma} \right) \quad (\text{I.33})$$

con C la concentración total, \bar{r}_n el radio medio y σ la desviación estándar.

Existen otras como las de Zold o la exponencial, cuya descripción queda fuera de los límites del presente trabajo.

Desde un enfoque práctico del problema, es conveniente usar el mismo tipo de distribución de tamaños para todos los componentes y para todos los niveles atmosféricos, dentro de un modelo completo. Los parámetros a los que las características radiativas de los aerosoles afectan en mayor grado son el radio y la desviación efectivos [Hansen and Travis, 1974], así que como máximo se podría intentar cambiar la distribución de tamaños manteniendo fijos estos parámetros, por conservar el mismo formalismo entre las diferentes capas atmosféricas consideradas.

La distribución lognormal es más fácil de manejar que la gamma modificada. Las distribuciones monomodales son adecuadas cuando se pretende dar métodos de aproximación simples en los cuales basta este tipo de distribuciones para representar una distribución de tamaños de aerosoles columnar, representativa de condiciones promedio a toda la columna atmosférica.

Actualmente se acepta que la distribución lognormal parece la más adecuada para representar a los aerosoles en general [Shettle and Fenn, 1979; Longtin, 1988; D'Almeida, 1991].

I.4. CARACTERÍSTICAS DE LOS AEROSOLES EN ALGUNOS MODELOS

En este apartado damos algunas ideas de los posibles valores de las magnitudes físicas y radiativas que caracterizan a los aerosoles atmosféricos. A partir de las medidas realizadas y mostradas en la extensa bibliografía sobre aerosoles, se han ido realizando modelos que recopilan los resultados para dar estas características en los diferentes tipos de aerosol. Cada uno de los modelos se apoya en las conclusiones del anterior. En este punto, nosotros vamos a resumir las principales aportaciones de modelos como:

- El propuesto por [Shettle and Fenn, 1979].
- Los modelos de radiación para una atmósfera estándar (*Standard Radiation Atmosphere*) dados por el Programa Mundial del Clima (*World Climate Programme*) de los años 1983 y 1986 [WCP-55, 1983; WCP-112, 1986].
- La climatología global de aerosoles de [D'Almeida et al., 1991].
- El modelo de propiedades de aerosoles OPAC (*Optical Properties of Aerosols and Clouds*) de [Hess et al., 1998]

Haremos a continuación un repaso de las características de aerosoles que aporta cada modelo.

I.4.1. Primeros modelos

Los primeros intentos por establecer un modelo de climatología de aerosoles utilizaron las medidas que, de un modo sistemático, ya habían empezado a tomarse en las décadas de 1960 y 1970, y fueron desarrollados por [Shettle and Fenn, 1976] y [Toon and Pollack, 1976]. Posteriormente, [Shettle and Fenn, 1979] dieron un modelo que describía aerosoles troposféricos y sus propiedades radiativas,

incluyendo cómo cambian estas con respecto a la humedad relativa, con longitudes de onda entre 0.2 y 40 μm , recopilando los datos disponibles hasta entonces y generalizándolos.

Usaron distribuciones de tamaños lognormales compuestas por uno o dos modos. Finalmente, se suministraban cuatro tipos de aerosol: rural, urbano, marítimo y troposférico, siendo dividido el marítimo en de origen continental y de origen oceánico. Así, las características básicas se resumen en la siguiente Tabla (I.1), aunque conviene recordar que estos valores dependían de la humedad relativa.

	<i>Distribución</i>			<i>Tipo</i>
	N_i	r_g	S	
Rural	0.9998 0.0002	0.03 0.5	0.35 0.4	Mezcla de aerosoles minerales y solubles en agua
Urbano	0.9998 0.0002	0.03 0.5	0.35 0.4	Mezcla de aerosol rural con hollines
Marítimo				
Origen continental	1.	0.03	0.35	Mezcla de aerosol rural
Origen oceánico	1.	0.3	0.4	Solución de sal marina en agua
Troposférico	1.	0.03	0.35	Mezcla de aerosol rural

Tabla I.1: Radios geométricos y anchuras de las distribuciones (ambas en μm) y composiciones de los tipos genéricos de aerosoles dados en el modelo de [Shettle and Fenn, 1979], con una humedad relativa de $\sim 80\%$.

Como vemos, se distingue entre los componentes básicos de los diferentes tipos de aerosoles, como minerales, salinos, solubles en agua y hollín. Estos componentes se mezclan en diversas proporciones para darnos los tipos, que se clasifican atendiendo a su origen.

1.4.2. Modelos SRA del WCP

Estos modelos concretaban cuatro tipos de aerosoles genéricos: polvo (equivalente a aerosoles minerales), solubles en agua, hollín⁴ y oceánico. Las distribuciones que se tomaban eran lognormales, y damos aquí los parámetros que las definen (Tabla I.2).

	SRA (WCP-112, 1986)		SRA (WCP-55, 1983)	
	r_g	S	r_g	S
Polvo	0.5	2.99	0.471	2.512
Sol. Agua	0.005	2.99	0.0285	2.239
Hollín	0.0118	2.00	0.0118	2.00
Oceánico	0.3	2.51	Nucleac. 0.05	2.03
			Acumul. 0.4	2.03
			Gruesas 3.3	2.03

Tabla I.2: Radios geométricos y anchuras de las distribuciones (ambas en μm) para los tipos genéricos de aerosoles de los modelos dados por el SRA.

Como vemos, los aerosoles con mayores radios geométricos en la distribución eran los minerales, seguidos de los oceánicos, siendo los menores los solubles en agua. Los oceánicos contenían la particularidad de que aparecen tres modos en las distribuciones de tamaños consideradas: de nucleación, de acumulación y de partículas gruesas.

⁴ Es la contaminación tanto de incendios como antropogénica. Genéricamente llamada *soot*, hemos tomado en este trabajo la traducción directa, que es hollín.

1.4.3. Modelo climático global de [D'Almeida et al., 1991]

Este es un modelo basado en un esfuerzo de recopilación de medidas y trabajos realizados hasta 1990. Se da una serie de aerosoles genéricos (componentes básicos), ampliando en cierta medida los ya recogidos en los modelos anteriores, añadiendo las particularizaciones de división en los tres modos de los aerosoles minerales y salinos, y concretando un tipo distinto de aerosol mineral si está transportado por el viento.

Así, surgen los tipos de aerosol cuyas características básicas damos en la Tabla I.3. De nuevo se están empleando distribuciones de tamaños lognormales para caracterizarlos.

	r_g	S
Polvo	0.471	2.512
Sol. Agua	0.0285	2.239
Hollín	0.0118	2.00
Sal	Nucleac. 0.05	2.03
	Acumul. 0.4	2.03
	Gruesas 3.3	2.03
Minerales	Nucleac. 0.07	1.95
	Acumul. 0.39	2.00
	Gruesas 1.9	2.15
Minerales + viento	Nucleac. 0.05	1.65
	Acumul. 0.27	2.67
	Gruesas 4.0	2.4
H₂SO₄	0.069	1.86
Sulfatos	0.217	1.77
Volcánicos	0.069	2.03
Biogénicos	Nucleac. 0.04	
	Gruesas 2.5	

Tabla I.3: Radios geométricos y anchuras de las distribuciones (ambas en μm) para los tipos genéricos de aerosoles de la climatología global dada por [D'Almeida et al., 1991].

Como vemos, los tipos básicos prácticamente están tomados de los modelos dados por el WCP, siendo la particularidad los nuevos tipos añadidos.

Asimismo, nos centramos de modo particular en la compilación que hacen de índices de refracción en las longitudes de onda que nos interesarán en este trabajo por nuestras medidas (atendiendo de nuevo a los tipos básicos de aerosol) ya que será motivo de discusión durante el mismo (Tabla I.4). Podemos comprobar cómo los aerosoles que absorben más radiación son los minerales y los productos antropogénicos, principalmente, mientras los aerosoles generados en el mar apenas absorben radiación. La mayor variación espectral se da en los sulfatos y, en la parte compleja del índice, en el aerosol oceánico.

Utilizando los componentes básicos, y por medio de mezclas adecuadas entre ellos, la climatología que exponen ya distingue tipos de aerosoles atendiendo a sus lugares de origen, y por ello pueden ya caracterizar masas de aire según el aerosol que contengan. Surgen así tipos de aerosoles ártico, antártico, continental limpio y promedio, urbano, desértico y marítimo en tres vertientes: limpio, cargado de aerosol mineral y polucionado.

De las características radiativas de estos tipos (albedo de *scattering* simple ω y parámetro de asimetría g) calculadas en la longitud de onda de 500 nm hemos extraído un resumen en la Tabla I.5, en la que además distinguimos que estos autores añadieron estacionalidad a las características de su

clasificación. En el resto del trabajo serán estudiadas estas características (ver capítulo VI) y podremos relacionarlas con las aquí dadas.

	300 nm	400 nm	500 nm	600 nm	700 nm	800 nm	900 nm	1000 nm
Polvo	$1.53 \cdot 8 \cdot 10^{-3} i$	$1.53 \cdot 8 \cdot 10^{-3} i$	$1.53 \cdot 8 \cdot 10^{-3} i$	$1.53 \cdot 8 \cdot 10^{-3} i$	$1.53 \cdot 8 \cdot 10^{-3} i$	$1.52 \cdot 8 \cdot 10^{-3} i$	$1.53 \cdot 8 \cdot 10^{-3} i$	$1.53 \cdot 8 \cdot 10^{-3} i$
Solubles en agua	$1.53 \cdot 8 \cdot 10^{-3} i$	$1.53 \cdot 5 \cdot 10^{-3} i$	$1.53 \cdot 5 \cdot 10^{-3} i$	$1.53 \cdot 6 \cdot 10^{-3} i$	$1.53 \cdot 7 \cdot 10^{-3} i$	$1.52 \cdot 0.01 i$	$1.52 \cdot 0.011 i$	$1.52 \cdot 0.015 i$
Hollín	$1.74 \cdot 0.47 i$	$1.75 \cdot 0.46 i$	$1.75 \cdot 0.45 i$	$1.75 \cdot 0.44 i$	$1.75 \cdot 0.43 i$	$1.75 \cdot 0.43 i$	$1.75 \cdot 0.43 i$	$1.76 \cdot 0.44 i$
Oceánicos	$1.39 \cdot 6 \cdot 10^{-7} i$	$1.38 \cdot 1 \cdot 10^{-8} i$	$1.38 \cdot 6 \cdot 10^{-9} i$	$1.38 \cdot 4 \cdot 10^{-9} i$	$1.38 \cdot 5 \cdot 10^{-8} i$	$1.37 \cdot 6 \cdot 10^{-5} i$	$1.37 \cdot 1 \cdot 10^{-5} i$	$1.37 \cdot 2 \cdot 10^{-5} i$
Sulfatos	$1.47 \cdot 1 \cdot 10^{-8} i$	$1.44 \cdot 1 \cdot 10^{-8} i$	$1.43 \cdot 1 \cdot 10^{-8} i$	$1.43 \cdot 1 \cdot 10^{-8} i$	$1.43 \cdot 2 \cdot 10^{-8} i$	$1.43 \cdot 1 \cdot 10^{-7} i$	$1.43 \cdot 2 \cdot 10^{-7} i$	$1.2 \cdot 2 \cdot 10^{-6} i$
Mineral	$1.53 \cdot 0.025 i$	$1.53 \cdot 0.013 i$	$1.53 \cdot 0.008 i$	$1.53 \cdot 0.004 i$	$1.53 \cdot 0.004 i$	$1.53 \cdot 0.001 i$	$1.53 \cdot 0.001 i$	$1.53 \cdot 0.001 i$

Tabla I.4: Índices de refracción para los tipos genéricos de aerosoles de la climatología global dada por [D’Almeida et al., 1991].

	<i>Enero</i>		<i>Julio</i>	
	<i>w</i>	<i>g</i>	<i>w</i>	<i>g</i>
Ártico	0.974 a 0.997	0.723 a 0.811	0.844 a 0.926	0.696 a 0.748
Antártico	0.998 a 0.999	0.722 a 0.798	0.998 a 0.999	0.722 a 0.798
Continental limpio	0.952 a 0.987	0.654 a 0.770	0.952 a 0.987	0.654 a 0.770
Continental promedio	0.966 a 0.992	0.644 a 0.765	0.966 a 0.992	0.644 a 0.765
Urbano	0.942 a 0.984	0.642 a 0.762	0.941 a 0.984	0.642 a 0.762
Desértico	0.777 a 0.844	0.749 a 0.780	0.725 a 0.777	0.778 a 0.822
Marítimo limpio	1	0.663 a 0.794	1	0.663 a 0.794
Marítimo mineral	0.869 a 1	0.794 a 0.810	0.760 a 1	0.794 a 0.820
Marítimo polucionado	0.960 a 0.995	0.692 a 0.790	0.960 a 0.995	0.692 a 0.790

Tabla I.5: Intervalos de las características radiativas de los tipos de aerosoles de la climatología global dada por [D’Almeida et al., 1991], dados en intervalos de variación (mínimo a máximo) debidos a la densidad de número de partículas y a la humedad relativa para los meses de enero y julio.

El aerosol con mayor absorción es el desértico (lo cual llama un tanto la atención, siendo fundamentalmente sílice), y el marítimo con mezcla de mineral el que tiene mayor direccionalidad en su *scattering*. El marítimo limpio carece de absorción, siendo toda la extinción que provoca en la radiación debida al *scattering*. La mayor dependencia estacional se produce en el aerosol ártico, por las razones que ya comentamos relacionadas con su generación y la situación anual del frente polar.

1.4.4. Modelo OPAC

El modelo OPAC es una aplicación muy útil del anterior (prácticamente todas las características están tomadas de él), orientado a su uso vía software, incorporando en diferentes ficheros los componentes básicos, a fin de mezclarlos convenientemente para generar un tipo de aerosol específico por parte del usuario. En este modelo se reducen un tanto los componentes básicos de aerosoles, quedando en hollines, sal marina (esta vez sin considerar modo de nucleación), minerales (tanto transportados por el viento como no) y sulfatos, añadiéndose la categoría genérica de aerosoles

insolubles, que corresponden a la categoría de polvo en los modelos anteriores, con aportación de componentes orgánicos [Hess et al., 1991].

En la Tabla I.6 se muestran las características físicas básicas. Se comprueba que los aerosoles minerales, insolubles y hollines están tomando los valores del modelo de [D’Almeida et al., 1991], las partículas solubles en agua son ligeramente más pequeñas, y las partículas de sulfatos se reducen al caso de considerar H_2SO_4 .

	r_g	s
Insolubles	0.471	2.51
Sol. Agua	0.0212	2.24
Hollín	0.0118	2.00
Sal	Acumul. 0.209	2.03
	Gruesas 1.75	2.03
Minerales	Nucleac. 0.07	1.95
	Acumul. 0.39	2.00
	Gruesas 1.90	2.15
Mineral + viento	0.50	2.2
Sulfatos	0.0695	2.03

Tabla I.6: Radios geométricos y anchuras de las distribuciones medios (ambas en μm) para los tipos genéricos de aerosoles considerados en el modelo OPAC [Hess et al., 1998].

En el modelo se han considerado prácticamente los mismo tipos que en [D’Almeida et al., 1991], aunque se ha añadido un continental polucionado, además de que el marítimo mineral se pasa a denominar marítimo tropical, atendiendo a la zona donde se produce más claramente. Además, se especifican claramente los componentes de cada uno: así, mientras el aerosol continental limpio tiene componentes soluble (en más de 99%) e insoluble, el continental polucionado contiene algo de hollín; el continental promedio es una mezcla de ambos; el urbano tiene los mismos componentes pero esta vez predomina el hollín; el desértico tiene componentes solubles en agua y minerales en sus tres modos, en especial el de nucleación; el marítimo limpio tiene una mezcla de componente soluble en agua con partículas salinas, el marítimo polucionado potencia la componente soluble en agua y añade una gran cantidad de hollín, y el marítimo tropical reduce los dos componentes del marítimo limpio conformando una carga menor de aerosol; el ártico tiene una mezcla de aerosol soluble con hollín, y unas trazas del modo de acumulación de partículas salinas y de componente insolubles; finalmente, el antártico contiene componentes minerales, salinos y sulfatos, estos predominantes.

	t	w	g	$a_{350-500}$	$a_{500-800}$
Continental limpio	0.064	0.972	0.709	1.10	1.42
Continental promedio	0.151	0.925	0.703	1.11	1.42
Continental polucionado	0.327	0.892	0.698	1.13	1.45
Urbano	0.643	0.817	0.689	1.14	1.43
Desértico	0.286	0.888	0.729	0.20	0.17
Marítimo limpio	0.096	0.997	0.772	0.12	0.08
Marítimo polucionado	0.117	0.975	0.756	0.41	0.35
Marítimo tropical	0.056	0.998	0.774	0.07	0.04
Ártico	0.063	0.887	0.721	0.85	0.89
Antártico	0.072	1.000	0.784	0.34	0.73

Tabla I.7: Características radiativas medias de los tipos de aerosoles considerados en el modelo OPAC [Hess et al., 1998] dadas en 550 nm: τ es el espesor óptico, ω el albedo de *scattering* simple, g el parámetro de asimetría y α el parámetro de Angström, el cual se representa en los intervalos espectrales (350-500 nm) y (500-800 nm).

En la Tabla I.7 se representan ahora los valores de los parámetros radiativos más importantes, en especial esta vez también se muestra el espesor óptico en 550 nm y los parámetros α de Angström (ver capítulo V) en dos intervalos espectrales: (350-500 nm) y (500-800 nm), que nos servirán para comparaciones con los resultados que vamos a obtener en el presente trabajo. Comprobamos que las mayores absorciones se producen en los aerosoles desérticos y árticos, por el albedo de *scattering* simple, y que los parámetros α mayores son los producidos por los aerosoles continentales, mientras que los más bajos los producen los aerosoles desérticos y marítimos limpios.

I.5. MAGNITUDES RADIOMÉTRICAS: MEDIDA DE LA RADIACIÓN SOLAR

En este apartado vamos a describir las magnitudes que deberemos medir para obtener como producto final los parámetros que hemos descrito hasta ahora. Dichos parámetros pueden ser determinados a través de medidas de radiación solar en el nivel de suelo.

Según va penetrando en la atmósfera, la radiación que llega directamente de este disco se va viendo modificada en intensidad y polarización por los procesos fundamentales: absorción y *scattering*. Una parte relativamente grande de la radiación se transmite directamente y alcanza la superficie sin sufrir dispersión, siendo ya haces paralelos en la dirección del Sol. Es la llamada **radiación directa**. La **radiación difusa** procede de todas direcciones salvo la del Sol, debido a que es dispersada por las moléculas y partículas de la atmósfera. Diversos factores afectan a la intensidad de la radiación difusa, siendo la nubosidad el más relevante. También influyen la altura solar y el *albedo* (relación entre energía incidente y la reflejada por el suelo), que depende de las características del suelo considerado, y la turbiedad o cantidad de aerosoles, pues un leve aumento de ésta deja sentir una fuerte atenuación de la radiación difusa. La suma de las radiaciones directa proyectada sobre un plano horizontal y difusa medida también en un plano horizontal es la **radiación global**. Así, la radiación global tiene una componente directa y una componente difusa.

La radiación directa se mide apuntando directamente a la dirección del sol el aparato de medida, espectrorradiómetro, pirheliómetro, etc, mediante un tubo limitador de campo, cuyo ángulo sólido debe ser aproximadamente el que subtienda el Sol. La radiación global se mide con los radiómetros convencionales colocados horizontalmente, y la difusa se mide igual, tapando la dirección del sol con una banda o un disco que cubra su mismo ángulo sólido.

I.5.1. Magnitudes y nomenclatura

Después de un tiempo en que la bibliografía arrojaba un maremagnum de términos que solían referirse a las mismas magnitudes, situación debida al hecho de conciliar la rama óptica con la atmosférica, gracias a varios afortunados intentos por adquirir el hábito de utilizar una nomenclatura común [Horvarth, 1994], podemos dar hoy unas definiciones rigurosas de los procesos y magnitudes involucrados en la óptica de la atmósfera que van a ser usados en el presente trabajo. En este apartado vamos a intentarlo.

En radiometría la magnitud básica es el **flujo radiante**, que es la energía radiante que se mide por unidad de tiempo; con dimensiones de potencia, por tanto, expresada en vatios:

$$\Phi = \frac{dE}{dt} \quad (\text{I.34})$$

La **intensidad energética o radiativa** es el flujo energético por unidad de ángulo sólido $d\Omega$. Se mide en vatios por estereorradián (W/sr).

$$I_e = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (\text{I.35})$$

Nombre de la magnitud	Definición	Símbolo	Unidades
Energía radiante	Energía electromagnética	E	Julios (J)
Flujo radiante	Potencia de radiación	$\Phi = dE / dt$	Wattios(W)
Intensidad energética	Flujo en una dirección	$I_e = d\Phi / d\Omega$	W / sr
Densidad de flujo radiante	Flujo cruzando unidad de área	$F = d\Phi / dA$	W / m ²
Irradiancia (flujo recibido)	Flujo incidente desde todas las direcciones en la unidad de área	I (parte de F) = $d\Phi / dA$	W / m ²
Emitancia (flujo emitido)	Flujo emitido en todas las direcciones por la unidad de área	M (parte de F) = $d\Phi / dA$	W / m ²
Radiancia	Flujo emitido por la superficie proyectada y el ángulo sólido en dirección θ	$L = dE / (dA dt \cos\theta d\omega)$	W / m ² sr
Coefficiente de extinción	Fracción de flujo radiante eliminado de un haz colimado por unidad de espesor de materia (por ejemplo, aerosol)	$\sigma_e = \frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dx}$	m ⁻¹
Coefficiente de <i>scattering</i>	Fracción de flujo radiante eliminado de un haz colimado por unidad de espesor de materia por <i>scattering</i>	$\sigma_s = \frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dx}$	m ⁻¹
Coefficiente de absorción	Fracción de flujo radiante eliminado de un haz colimado por unidad de espesor de materia por <i>scattering</i>	$\sigma_a = - \frac{1}{\Phi} \frac{d\Phi}{dx}$	m ⁻¹
Albedo de <i>scattering</i> simple	Relación entre coefs. de extinción y <i>scattering</i>	$\omega = \sigma_s / \sigma_e$	
Transmitancia	Relación entre el flujo incidente (Φ_i) y el transmitido a través del material (Φ)	$T = \Phi / \Phi_i$	
Espesor óptico	Logaritmo natural de la transmitancia con signo negativo	$\tau = -\ln \Phi / \Phi_i$	

Tabla I.8. - Principales magnitudes radiométricas. En ocasiones se designa la letra *E* para la irradiancia, τ para la transmitancia y δ para el espesor óptico. Aquí hemos utilizado la nomenclatura que usaremos en el resto del trabajo.

El flujo que atraviesa la unidad de superficie es la **densidad de flujo radiante**, $d\Phi/dA$, expresado en Wm^{-2} . Divídese esta densidad entre la que emerge de una superficie y se extiende por todas direcciones, que es la **exitancia o emitancia radiante**, y la densidad de flujo que, proveniente de todas direcciones, incide sobre una superficie, que es la **irradiancia I**. La **radiancia** (denotada a veces por *L* porque en francés se llama *luminance*⁵) de una superficie en una dirección que forme un ángulo θ

⁵ que no debe confundirse con la magnitud fotométrica luminancia, que es la radiancia referida al intervalo espectral visible.

respecto a la normal a la superficie se define como la energía que emite y le llega a la superficie por unidad de área, unidad de ángulo sólido y unidad de tiempo, midiéndose por consiguiente en $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$. Definida así, implica una direccionalidad en la propagación de la radiación.

$$L = \frac{dE}{dA dt \cos \theta \omega} \quad (\text{I.36})$$

Cuando nos referimos a la radiación solar, y teniendo en cuenta la división anterior entre la radiación directa y difusa, se tiene para una irradiancia global medida sobre una superficie horizontal:

$$I_{\text{global}} = I_{\text{directa}} \cos \theta_s + I_{\text{difusa}} \quad (\text{I.37})$$

con θ_s el ángulo de inclinación de la dirección solar respecto a la vertical (ángulo cenital solar). Como es lógico, la irradiancia directa es realmente la radiancia en la dirección del sol (con el ángulo sólido que subtiende el sol).

La Tabla I.8 esquematiza las anteriores definiciones de estas principales magnitudes radiométricas, a la que hemos añadido algunas de las que anteriormente definimos referidas a la interacción de las partículas con la radiación, y que constantemente usaremos en este trabajo.

Observamos cómo se define en este caso el espesor óptico en general. Aplicado a la columna atmosférica, podríamos ya relacionarlo con la teoría radiativa de Mie y con los parámetros microfísicos de los aerosoles, y con las ecuaciones (I.4) y (I.11) tendríamos ya los rudimentos básicos para estudiar los efectos radiativos de los aerosoles atmosféricos, tal y como se hace en este trabajo. Este estudio será desarrollado en los capítulos V y VI.

Las magnitudes fotométricas (es decir, referidas al intervalo visible) son denominadas de formas particulares. Así, el equivalente de la radiancia es la *luminancia*, de la irradiancia la *iluminancia*, de la exitancia *emitancia*, etc. Aclaremos esto para evitar confusiones con otros campos de investigación, pero no utilizaremos ninguna magnitud fotométrica en el resto del trabajo.

1.5.2. Instrumentos de medida

Una vez que hemos determinado las magnitudes que deberemos controlar para deducir los parámetros de aerosoles, vamos a dar un repaso a los tipos de instrumentos que son capaces de medir estas magnitudes [Coulson, 1975; McCluney, 1994].

Como hemos visto, una vez que medimos la irradiancia directa podemos deducir el espesor óptico, y de él intentar ajustar la teoría de *scattering* de Mie a la medida para deducir algunos parámetros radiativos. Midiendo las extinciones en otras direcciones podemos hacer un “mapa” de cómo un tipo de partícula realiza *scattering* de la radiación que sobre ella incide.

Por todo ello, la magnitud a medir es la irradiancia, el flujo energético radiante que llegue a la unidad de superficie. Los instrumentos que deberemos utilizar tienen que medir este flujo utilizando un detector de superficie conocida (habitualmente la unidad), normalmente con un transductor de señal electrónica, como un fotodiodo de silicio, que utiliza los fotones incidentes para generar pares electrón-hueco que llevan la corriente eléctrica, que será más o menos proporcional a la radiación incidente dependiendo de la eficiencia de cada fotón para producir esos pares (dependiendo de su energía, es decir, de su longitud de onda) y de la respuesta del material del detector (es lo que se llama eficiencia cuántica del detector).

Medida de radiación global

La irradiancia global debe medirse con un receptor horizontal (abarcando un ángulo sólido de 2π), con una respuesta independiente de la dirección de incidencia. El detector suele ser una termopila protegida por un domo que recoge la radiación y en lo posible corrige las desviaciones a la respuesta coseno.

En la mayoría de los piranómetros, contruidos específicamente para medidas de irradiancia global, el domo consiste en dos semiesferas de cristal. El piranómetro se monta en una plataforma horizontal, y el lugar no debe tener obstrucciones significativas que se eleven por encima de la línea del horizonte, todo el cielo debe estar libre. Si no se da esta situación hay que hacer unas correcciones a la medida del piranómetro que tengan en cuenta la cantidad de cielo que se está obstruyendo. La semiesfera del piranómetro debe estar libre de cualquier depósito de polvo, agua, etc.

Radiación difusa.

Un piranómetro puede servir para medir la radiación difusa cuando se oculta el haz de la radiación directa. El mejor método para conseguir esto es usar un disco opaco montado en un brazo delgado que siga los movimientos del sol gracias a un mecanismo. Sin embargo es más simple y más tradicional usar un anillo de sombra. El anillo de sombra oculta parte de la radiación difusa del sol además de la componente directa. La medida no va a ser tan precisa, pero como ventaja, con el anillo de sombra logramos una mayor simplicidad, ya que no es necesario acoplar un sistema de seguimiento. Habrá que practicar una corrección posterior por la parte de radiación del cielo que estamos tapando con la banda.

Radiación directa.

A los mismos receptores de radiación se les puede acoplar un sistema como tubos conteniendo diafragmas, que limitan la radiación que llega al detector a la procedente del disco solar y, como mucho, de su aureola. Este es el sistema habitual para medir la radiación directa. Si se dedica estrictamente a medir radiación directa, el instrumento es un pirheliómetro.

Espectrómetros y fotómetros

Otro tipo de clasificación puede referirse al modo con que se trata espectralmente la radiación por parte del instrumento. Así, se suele hablar de espectrómetros y fotómetros.

Un espectrómetro o espectrorradiómetro contiene, después del receptor, un elemento dispersor (una red de difracción o un prisma) que *separa* la radiación en sus componentes espectrales, con mayor o menor resolución. Habitualmente los prismas, por su elevado poder dispersor en el UV, se emplean para separar espectralmente la radiación en ese intervalo espectral (siempre y cuando sean de cuarzo, que no absorbe esta radiación). Sin embargo su poder dispersor baja en el IR y visible, y en la mayoría de las ocasiones se emplea como elemento dispersor una red, habitualmente grabada mediante técnicas holográficas (una red era muy costosa de hacer a mediados del siglo pasado y por eso se utilizaban más prismas, pero estas técnicas de fabricación de redes son ahora mucho más asequibles). Si el detector es capaz de medir de manera prácticamente simultánea todo el espectro (un array de fotodiodos o un CCD, antiguamente una placa fotográfica) generando una representación prácticamente inmediata de éste, hablamos de un espectrógrafo.

Un fotómetro contiene, antes del detector, uno o más filtros que *seleccionan* el intervalo del espectro electromagnético en que se quiere medir. Este intervalo que el filtro deja pasar tendrá una anchura espectral determinada, que define la resolución de este instrumento. Habitualmente se caracteriza la medida con la longitud de onda central del intervalo espectral que transmite el filtro. La

transmitancia de estos filtros debe ser muy bien conocida para poder deducir características a partir de la medida que se tome.

1.5.3. Parámetros básicos de los detectores.

En cuanto a los detectores, éstos bien pueden dividir espectralmente la radiación que llega o hacerla pasar por filtros con un determinado ancho de banda. En este campo de la óptica atmosférica, el primero de los casos es un espectrómetro, y el segundo un fotómetro (nomenclatura que en otros estudios radiativos se reserva a aquéllos instrumentos que miden la radiación del intervalo visible).

Hacemos una relación de los parámetros físicos que debemos tener en cuenta en un detector [Bousquet, 1969; McCluney, 1994].

- **Responsividad o Sensibilidad (R):** es la relación entre la señal de salida V del detector (voltaje, habitualmente) y el flujo de entrada \mathcal{F} . En general, es una función de la longitud de onda λ de la radiación incidente y de la frecuencia de modulación de la señal recibida f .

$$R(\lambda, f) = V(\lambda, f) / \phi_{\lambda}(f) \quad (\text{I.38})$$

- **Eficiencia cuántica(h):** Es la responsividad R de un detector a un flujo de fotones discreto. Es la razón entre el número de eventos elementales (como la liberación de un electrón) que contribuyen a la salida del detector, y el número de fotones incidentes.

$$\eta(\lambda) = R(\lambda) h c / \lambda q \quad (\text{I.39})$$

donde h es la constante de Planck, c la velocidad de la radiación electromagnética en el vacío y q la carga del electrón.

- **Potencia de ruido equivalente (NEP):** Es el flujo equivalente incidente en el detector que produciría una señal de salida igual al ruido eficaz (rms) de salida S operando a una determinada frecuencia y sobre un ancho de banda \mathcal{B} establecido. Es decir, es el nivel de flujo de la señal incidente que produciría una SNR de 1.0 cuando oscilaciones de la señal a una frecuencia f son comparadas con oscilaciones de ruido a esa misma frecuencia.

$$NEP = \sigma / R \quad (\text{I.40})$$

donde R es la responsividad.

- **Detectividad (D):** es el inverso de la NEP. Cuanto mayor es la detectividad, menor será la señal que el detector llega a ser capaz de medir, y mejor el rendimiento total.
- **Linealidad:** se dice que un instrumento presenta una respuesta lineal cuando a iguales incrementos en la señal de entrada proporciona iguales incrementos en la de salida.
- **Rango dinámico:** expresa el intervalo entre la mínima y máxima señal que el instrumento puede medir en su zona de respuesta lineal.
- **Umbral de detección:** es la señal más pequeña que el instrumento puede medir; depende de la salida que exijamos al instrumento, del nivel de ruido, de la estabilidad de la corriente oscura y de cómo ésta es filtrada en el procesamiento de la señal.
- **Dependencia con la temperatura:** hacemos notar que la incorrecta corrección y caracterización de las variaciones de temperatura en un instrumento pueden producir incertidumbres muy grandes en las medidas, especialmente en el alineamiento de las longitudes de onda. Es importante tener bien

caracterizado el sistema, registrar la temperatura del instrumento con un sensor de temperatura localizado cerca del detector a fin de que los registros de temperatura sean representativos y si se hacen correcciones, el método utilizado debe de estar bien descrito.

En cuanto al instrumento completo (receptor, óptica dispersora, detector) hay que observar los siguientes conceptos:

- **Resolvancia:** Se define como el cociente $\lambda/\Delta\lambda$, donde λ es la longitud de onda y $\Delta\lambda$ es la diferencia entre las dos longitudes de onda que puede resolver el dispositivo en la parte del espectro considerada.
- **Función instrumental (o función instrumento, o llamada a veces función rendija, slit function):** es la respuesta en irradiancia que el instrumento da al iluminar su rendija de entrada con un haz de luz suficientemente más monocromático que la resolvancia del instrumento. Representa la transmitancia relativa de un instrumento a longitudes de onda próximas a λ_0 cuando el instrumento está posicionado para medir λ_0 . La fuente utilizada para la determinación de la función instrumental debe tener suficiente rango dinámico.
- **Respuesta angular:** es la razón de la respuesta del instrumento a la radiación recibida a un ángulo θ frente a la respuesta del instrumento a la radiación recibida con incidencia normal. Este error es sistemático y no es constante con θ .
- **Repetitividad:** la repetitividad de un instrumento es una medida de su capacidad para reproducir medidas de una fuente estable durante un corto periodo de tiempo. Por ejemplo, cinco medidas de una lámpara standard durante una calibración. Se calcula la incertidumbre de 2σ de dicha serie de medidas a diferentes longitudes de onda.
- **Precisión en longitud de onda (wavelength precision):** indica el grado en que fluctúa el posicionamiento de las longitudes de onda del monocromador respecto a la posición nominal en la escala de longitudes de onda del instrumento. Esto supone una incertidumbre aleatoria en la escala de longitudes de onda respecto a las λ verdaderas especificadas. Estas fluctuaciones pueden ser debidas a limitaciones físicas del instrumento o errores en el método usado para determinar el centro de líneas espectrales empleadas para en el alineamiento. Así pues, la magnitud de esta fluctuación determina la precisión en la longitud de onda. Medir el centro de una línea emitida por una lámpara de descarga, por ejemplo, es un ejercicio nada trivial sobre el que volveremos en las caracterizaciones que realizaremos en el capítulo II, pero que nos permite analizar esta precisión aquí definida.
- **Exactitud en longitud de onda (wavelength accuracy):** es una medida entre la posición de longitud de onda (λ) que da el instrumento y la longitud de onda verdadera (λ_0) que se está midiendo.

1.5.4. Errores y problemas

Consideramos ahora las diversas fuentes que pueden introducir error en nuestras medidas. En la práctica dicha consideración será de una importancia tremenda, puesto que de ello dependerá que las medidas realizadas sean utilizables o no. Ésta es la razón por la cual presentamos a continuación la caracterización de las posibles fuentes de error, particularizándolas para los instrumentos que nos ocupan. Así, pueden aparecer errores:

I.5.4.1. Debidos a la calidad del instrumento:

- **Stray light:** cualquier radiación, diferente de la que queremos medir, que llegue al detector tras pasar por la rendija de entrada y difundirse en las paredes o en la óptica del aparato.

La solución, tradicionalmente, es recubrir de negro las paredes interiores. También se resuelve utilizando espectrómetros con monocromador de doble paso (llamados habitualmente con un término descriptivo: *de doble monocromador*), donde la rendija de salida de un monocromador sirve de rendija de entrada de un segundo monocromador; con él se consigue filtrar la luz indeseada, elevando al cuadrado la relación señal a ruido.

Dicho efecto resulta especialmente grave cuando el rango de radiación a medir por el espectrorradiómetro es el ultravioleta, puesto que la señal recibida es muy débil, resultando comparable al ruido provocado por este efecto .

- **En la precisión en la longitud de onda:** al realizar las medidas se encuentra que aparecen ciertos desplazamientos en la longitud de onda. Esto es debido fundamentalmente a dos causas:
 1. **Mecánicas:** en especial en monocromadores de barrido, existen elementos móviles involucrados en el proceso de medida. Se pueden minimizar sus efectos con un mantenimiento adecuado de los distintos instrumentos de medida.
 2. **Incertidumbres** resultantes de la exactitud de los procedimientos de calibración de longitud de onda.
- **En la linealidad de la señal:** dado que la intensidad de la luz solar varía mucho de unos intervalos del espectro a otros (debido a la absorción tan espectralmente diferente en amplitud por parte de la atmósfera), un detector no lineal puede producir una marcada dependencia con la longitud de onda. El método más sencillo para calcular la linealidad de un detector es usar un conjunto de filtros neutros cuyas características conozcamos muy bien y una fuente patrón muy intensa. Entonces, la relación entre las medidas con y sin filtros se compara con las características de transmitancia de cada filtro.
- **En la dependencia con la temperatura:** es mayor con detectores analógicos o arrays de diodos, puesto que su operación varía mucho con la misma. En cambio, los sistemas de recuento de fotones son menos sensibles a estos cambios. Ésta es la razón por la que la mayoría de estos aparatos aparecen pintados de blanco.

Cuando se trabaja en el rango del infrarrojo, resulta inevitable que el detector se caliente. Para intentar eliminar el ruido que, por este motivo, se introduce en la medida, es buena idea acoplarle un dispositivo de estabilización térmica, como una etapa Peltier, por ejemplo. Además, fuertes variaciones de temperatura en la medición provocan tensiones mecánicas, lo que puede llegar a producir desalineamientos en las ópticas de los aparatos.

- **En la estabilidad a largo plazo:** ante estímulos iguales, la respuesta que proporcione el aparato no debe variar con el tiempo. Precisamente la posibilidad de esta deriva es lo que provoca que la WMO recomiende la calibración de estos dispositivos cada seis meses. Hay dos razones por las que este parámetro varía:

1. La calidad de la óptica empleada (por ejemplo, la transmitancia de los filtros) se degrada con el tiempo.⁶
 2. La calidad del detector electrónico también disminuye con el tiempo.
- **En la repetibilidad:** Será deseable que los resultados obtenidos sean los mismos cada vez que realicemos una medida bajo las mismas condiciones (es decir, debería dar lo mismo al medir, apagar el aparato, volver a encender, conseguir las condiciones anteriores y volver a medir). De este modo, las variaciones en este parámetro podrían servirnos para detectar fallos en el funcionamiento del aparato. En la repetibilidad influyen:
 - La calidad del detector
 - La mecánica: que las partes móviles internas (ruedas de filtros, red del monocromador) se muevan siempre igual.
 - **En la sensibilidad:** puede ser mejorada enfriando el detector para evitar la aparición de ruido. Depende en gran medida del comportamiento del detector.

I.5.4.2. Asociados a las características del instrumento:

Incluye el efecto negativo que aparece por el hecho de tener en realidad una medida de la magnitud real convolucionada con la función instrumental. Cuanto mayor sea la anchura de la función instrumento, el espectro leído por un espectrómetro será más suave espectralmente, y menos fiable será la medida en una determinada longitud de onda. Además, los errores crecen cuanto mayor es la FWHM y cuanto menor es la longitud de onda.

Si se trabaja con espectrómetros de ultravioleta, la respuesta angular o coseno puede introducir un error apreciable. Esto es así porque en la práctica la respuesta habitual que proporciona la óptica de entrada, se aleja un poco de la respuesta coseno ideal.

I.5.4.3. Derivados de los procedimientos de calibración:

Veremos exhaustivamente los distintos problemas que pueden surgir en las calibraciones habituales de fotómetros y espectrómetros en este campo (calibraciones de Langley, por medio de lámparas de referencia o por intercomparación) en los capítulos II y III. Baste enumerar aquí problemas como:

- las dificultades para obtener un día válido en la representación de Langley,
- acoplar las resoluciones del fotómetro y el espectro de irradiancia extraterrestre usado como referencia,
- errores derivados de transferir la calibración de un fotómetro de primer orden para obtener una de segundo orden,
- imprecisión en la emisión de la lámpara de calibración, imprecisión en la distancia del aparato a la lámpara⁷,
- estabilidad de las condiciones en la habitación donde se calibre (temperatura, ventilación, ...),
- reflexiones en objetos que rodeen al aparato,

⁶ En el caso de los filtros, por ejemplo, ello se debe a la posible presencia en su composición de elementos químicos fotosensibles y, por tanto, con el paso del tiempo la luz cambia sus propiedades. También la presencia de vapor de agua o agentes atmosféricos externos puede influir en esta degradación, por eso se les protege también con ventanas de cuarzo.

⁷ Un fallo de 1 mm en una distancia de 50 cm da lugar a un 0.5% de imprecisión en la irradiancia.

- posición de la lámpara⁸, vida útil de la misma, etc.

I.5.4.4. De operación:

Son los relacionados con obstrucciones de la óptica de entrada provocadas por la aparición de polvo, nieve, condensación en el difusor, etc.

Como vemos, la corrección de la medida de irradiancia solar está supeditada a la acotación de un gran número de fuentes de error. Esto justifica, creemos, que durante los próximos capítulos atendamos con todo detalle a las características de los instrumentos que proporcionaron las medidas empleadas en el presente trabajo, características que fueron determinadas en lo posible, a fin de obtener las cotas de error reales en las magnitudes que medimos, y de asegurar la corrección de dichas medidas.

⁸ Esta fuente de error se refiere a la no horizontalidad de la misma, y no tiene demasiada importancia.

BIBLIOGRAFÍA

- Ahern, F. J., R. P. Gaitier, P. M. Teillet, J. Sirois, G. Fedosejevs, D. Lorente (1991) Investigation of continental aerosols with high-spectral-resolution solar extinction measurements, *Appl. Opt.*, **30**, 5276-5287.
- Bates, T. S., B. J. Huebert, J. L. Gras, F.B. Griffiths, P.A. Durkee (1998) The international global atmospheric chemistry (IGAC) project's first aerosol characterization experiment (ACE 1): Overview, *J. Geophys. Res.*, **103**, 16297-16318.
- Blanchard, D.C., A.E. Woodcock (1980) The production, concentration and vertical distribution of the sea-salt aerosol, *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **338**, 330-347.
- Bousquet, P. (1969) *Spectroscopie Instrumentale*, Dunod, Paris.
- Brasseur G., and C. Granier (1992) Mt. Pinatubo aerosols, chlorofluorocarbons, and ozone depletion, *Science*, **257**, 1239.
- Cachorro, V. E., A. M. de Frutos, J. L. Casanova (1985) Comparison between various models of solar spectral irradiance and experimental data, *Appl. Opt.*, **24**, 3249-3253.
- Cachorro, V. E., and A. M. de Frutos (1994) Retrieval of the atmospheric aerosol characteristics from visible extinction data at Valladolid (Spain), *Atmos. Environ.*, **28**, 963-971.
- Cachorro, V. E., and A. M. de Frutos (1995) A revised study of the validity of the general Junge relationship at solar wavelengths: Application to vertical atmospheric aerosol layer studies, *Atmos. Res.*, **39**, 113-126.
- Cachorro, V. E., P. Utrillas, R. Vergaz, P. Durán, A. M. de Frutos, J. A. Martinez-Lozano (1998) A study about the atmospheric water vapor content determination in the 940 nm band using moderate spectral resolution measurements of direct solar irradiance, *Appl. Opt.*, **37**, 4678-4689.
- Cachorro, V. E., R. Vergaz, P. Durán, A. M. de Frutos (2000) Columnar physical and radiative properties of atmospheric aerosols in north central Spain, *J. Geophys. Res.*, **105** (D6), 7161-7175.
- Cameron, A.G.W. (1981) Elementary and nuclidic abundances in the solar system, in *Essays in Nuclear Astrophysics*, Ed. C.A. Barnes, D.D. Clayton and D.D. Schramm, Cambridge University Press, England.
- Coulson, K.L. (1975) *Solar and Terrestrial radiation*. Academic Press.
- Cuomo, C., F. Esposito, G. Pavese (1994) A differential absorption technique in the near infrared to determine precipitable water, *Atmos. Environ.*, **28**, 977- 987.
- Curcio, J.A. (1961) Evaluation of atmospheric aerosol particle size distribution from scattering measurements in the visible and infrared, *J. Opt., Soc. Amer.*, **51**, 548-551.
- D'Almeida, G.A., L. Schültz (1983) Number, mass and volume distribution of mineral aerosol and soils of the Sahara, *J. Clim. Appl. Meteorol.*, **22**, 233-243.
- D'Almeida, G. A., P. Koepke, E. P. Shettle (1991) *Atmospheric Aerosol: Global Climatology and Radiative Characteristics*, A. Deepak, Hampton, Va.
- Davies, C. N. (1974) Size distribution of atmospheric particles, *Aerosol Sci.*, **5**, 293-300.
- Deirmendjian, D. (1964) Scattering and polarization properties of water clouds and hazes in the visible and infrared. *Appl. Opt.*, **3**, 187-196.

- Esposito F., C. Serio, H. Horvath, F. Romano (1996) Vertical and horizontal aerosol spectral extinction at a rural location in southern Italy, *J. Geophys. Res.*, **101**, 19285-19292.
- Friedlander, S. K. (1960) Similarity consideration for the particle-size spectrum of a coagulation, sedimenting aerosol. *J. Meteorol.* **17**, 479-483.
- Gillespie, J.B., S.G. Jennings, J.D. Lindberg (1978) Use of an average complex refractive index in atmospheric propagation calculations, *Appl. Opt.*, **17**, 989-991.
- Gillespie and J.D. Lindberg (1992) Seasonal and geographical variations in imaginary refractive index in atmospheric particulate matter, *Appl. Opt.*, **31**, 2107-2111.
- Hansen, J.E. (1971) Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres, Part II: Sunlight reflected by terrestrial water clouds. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1400-1426.
- Hansen, J.E., and J.W. Hovenier (1974) Interpretation of the polarization of Venus. *J. Atmos. Sci.* **31**, 1137-1160.
- Hansen, J.E., L.D. Travis (1974) Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, **16**, 527-610.
- Hansen, J. E., and A. A. Lacis (1990) Sun and dust versus greenhouse gases: An assessment of their relative roles in global climate changes, *Nature*, **346**, 713-719.
- Hess, M., P. Koepke, I. Schult (1988) Optical Properties of Aerosols and Clouds: The Software Package OPAC, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **79**, 831-844.
- Hidy, G.M. (1984) *Aerosol, an Industrial and Environmental Science*, Academic Press, Orlando, Florida, 774.
- Hofmann, D.J. (1988) Aerosols from past and present volcanic emissions, in *Aerosols and Climate*, Ed. P.V. Hobbs and M.P. McCormick. A. Deepak Publishings, Hampton,VA, USA, 195-214.
- Hofmann, D. J. and S. Solomon (1989) Ozone destruction through heterogeneous chemistry following the eruption of El Chichon, *J. Geophys. Res.*, **94**, 5029.
- Hofmann, D. J., S. J. Oltmans, W. D. Komhyr, J. M. Harris, J. A. Lathrop, A. O. Langford, T. Deshler, B. J. Johnson, A. Torres, W. A. Matthews (1994) Ozone Loss in the lower stratosphere over the United States in 1992-1993: Evidence for heterogeneous chemistry on the Pinatubo aerosol, *Geophys. Res. Lett.* , **21**, 65.
- Holben, B. N., T. F. Eck, R. S. Fraser (1991) Temporal and spatial variability of aerosol optical depth in the Sahel region in relation to vegetation remote sensing, *Int. J. Remote Sens.*, **12**, 1147-1163.
- Holben, B. N., T. F. Eck, I. Slutsker, D. Tanré, J. P. Buis, A. Setzer, E. Vermote, J. A. Reagan, Y. A. Kaufman (1998) AERONET-A federated instrument network and data archive for aerosol characterization, *Remote Sens. Environ.*, **66**, 1-16.
- Hoppel, W., J. W. Fitzgerald, R. E. Larson (1983) Measurements of atmospheric aerosols: Experimental methods and results of measurements of the east coast of the United States, report, Nav. Res. Lab., Washington, D. C..
- Horvath, H. (1994) Remarks and suggestions on nomenclature and symbols in atmospheric optics. *Atmos. Environ.*, **28** (5), 757-759.
- Jaenicke, R. (1988) Aerosol physics and chemistry, Meteorology volume (V-4) in Landolt-Boernstein, Subvolume b: Physical and Chemical Properties of the Air. 570 pp. ISBN 3-540-17603-9

- Jaenicke y G.A. d'Almeida (1983) Atmospheric turbidity over Africa disturbed by the El Chichon Eruption, *Geophys. Res. Lett.*, **10**, 233-235.
- Junge, C. E. (1952) Die Konstitution des atmosphärischen Aerosols. *Ann. Met.* **2**, Supp, 1-55.
- Junge, C.E. (1955) The size distribution and aging of natural aerosols as determined from electrical and optical data on the atmosphere, *J. Meteor.*, **12**, 13-25.
- Junge, C.E. (1963) *Air Chemistry and Radioactivity*. Academic Press. New York. 382 pp.
- Junge, C. E., and N. Abel (1965) Modification of aerosol size distribution in the atmosphere and development of an ion counter of high sensitivity. *Final Tech. Rept., University Mainz*, No. DA91-591-EUC-3484.
- Kuriyan, J.G., D.H. Phillips, M.T. Chahine (1974) Multi-spectral extinction measurements to deduce the complex refractive index and the size distribution of aerosol particles. *J. Atmos. Sci.* **31**, 2233-2236.
- Lacis, A. A., and M. I. Mishchenko (1995) Climate forcing, climate sensitivity, and climate response: A radiative modeling perspective on atmospheric aerosols, in *Aerosol Forcing and Climate*, edited by R. J. Charlson and J. Heintzenberg, John Wiley, New York.
- Longtin, D. R., E. P. Shettle, J. R. Hummel, J. D. Pryce (1988) A wind dependent desert aerosol model: Radiative properties, *AFGL-Tech. Rep.-88-0112, NTIS ADA 206164*, Air Force Geophys. Lab., Bedford, Mass.
- McCluney, W.R. (1994) *Introduction to Radiometry and Photometry*. Artech House, Boston.
- Mie, G. (1908) Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Ann. Physik.*, **25**, 377-445.
- Mie, G. (1944) *Tratado de Electricidad y Magnetismo* (Traducción de la 2ª edición alemana), Ed. Manuel Marín. Barcelona.
- Molina, M. J. and F. S. Rowland (1974) Stratospheric sink for chlorofluoromethanes: chlorineatom-catalyzed destruction of ozone, *Nature*, **249**, 810.
- Nakajima, T., T. Hayasaka, A. Higurashi, G. Hashida, N. Moharram-Nejad, Y. Najafi, H. Valavi (1996) Aerosol optical properties in the Iranian region obtained by ground-based solar radiation measurements in the summer of 1991, *J. Appl. Meteorol.*, **35**, 1265-1278.
- National Research Council (1996) *A Plan for a Research Program on Aerosol Radiative Forcing and Climate Change*, Nat. Acad. Of Sci., Washington, D.C..
- Preining, O. (1991) Aerosol and climate-An overview, *Atmos. Environ.*, **25A**, 2443-2444.
- Prospero, J.M., R.A. Glaccum, R.T. Ness (1981) Atmospheric transport of soil dust from Africa to South America, *Nature*, **289**, 570-572.
- Quinn, P. K., T. L. Anderson, T. S. Bates, R. Dlugi, J. Heintzenberg, W. von Hoyningen-Huene, M. Kulmala, P. B. Russell, E. Sweitlicki (1996) Closure in Tropospheric Aerosol-Climate Research: A Review and Future Needs for Addressing Aerosol Direct Shortwave Forcing, *Beitr. Phys. Atmosph.* **69**, 547-577
- Raes, F. (1997) *ACE-2 North Atlantic regional aerosol characterization experiment Tenerife-Sagres 1997*, EC Joint Res. Center, Ispra, Italy.

- Reagan, J.A., J.D. Spinhirne, D.M. Byrne, D.W. Thomson, R.G. dePena, Y.Mamane (1977) Atmospheric particulate properties inferred from lidar and solar radiometer observations compared with simultaneous in situ aircraft measurements, a case study. *J. Appl. Meteorol.*, **16**, 911-928.
- Rosen, H., T. Novakov (1984) Role of Graphitic carbon particles in atmospheric radiation on transfer, in *Aerosols and their Climatic Effects*,. Ed. H.E. Gerber and A. Deepak. A. Deepak Publishing, Hampton, VA, USA, 153-163.
- Schütz, L., R. Jaenicke (1974) Particle number and mass distribution above 10^{-4} cm radius in sand and aerosol of the Sahara desert, *J. Appl. Met.*, **13**, 863-870.
- Seinfeld, J. H. (1986) *Atmospheric Chemistry and Physics of Air Pollution*, Wiley, New York.
- Shettle, E.P., R. W. Fenn, (1976) Models of the atmospheric aerosols and their optical properties, *AGARD Conference Proceedings, Optical Propagation in the Atmosphere* **183**.
- Shettle, E. P. and R. W. Fenn (1979) Models for the aerosol of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties, *AFGL Tech. Rep. 79-0214, Environ. Res. Pap.* **676**, Hanscom, Air Force Base, Mass.
- Tanré, D., C. Devaux, M. Herman, R. Santer, J. Y. Gac (1988) Radiative properties of desert aerosols by optical ground-based measurements at solar wavelengths, *J. Geophys. Res.*, **93**, 14223-14231.
- Trijonis, J.C., W. C. Malm, M. Pitchford, W. H. White, R. Charlson, R. Husar (1990) Visibility: existing and historical conditions-causes and effects. Sect. 4: Contributions to light extinction, *NAPAP Report 24*.
- Ten Brink, H. M. (1993) Anthropogenic aerosol and radiation/climate in Europe, in *Proceedings of the 6th European Symposium on Physico-Chemical Behaviour of Atmospheric Pollutants, Varese, Italy, Rep. ECN-RX--93-110*, Netherlands Energy Res. Found., Petten. Netherlands.
- Toon, O.B, J.B. Pollack (1976) A global average model of atmospheric aerosols for radiative transfer calculations, *J. Appl. Meteorol.*, **15**, 225-246.
- Twomey, S. (1977) *Introduction to the Mathematics of Inversion in Remote Sensing and Indirect Measurements*. Elsevier Sci., New York.
- Van de Hulst, H.C. (1957) *Light Scattering by Small Particles*, Wiley, New York, 470 pp.
- Vasilyev O. B., A. Leyva, A. Muhlia, M. Valdés, R. Peralta y Fabi, A. P. Kovalenko, Ronald M. Welch, T. A. Berendes, V. Yu. Isakov, Yu. P. Kulikovskiy, S. S. Sokolov, N. N. Stepanov, S. S. Gulidov, W. von Hoyningen-huene (1995). Spectroradiometer based on wedge interference filters (SWIF): spectral optical depths at Mauna Loa Observatory. *Appl. Opt.*, **34**, No. 21.
- Villevalde, Yu. V., A. V. Smirnov, N. T. O'Neill, S. P. Smyshlyaev, V. V. Yakovlev (1994) Measurements of aerosol optical depth in the Pacific Ocean and the North Atlantic, *J. Geophys. Res.*, **99**, 20983-20998.
- Wendisch, M., W. von Hoyningen-Huene (1992) Possibility of refractive index determination of atmospheric aerosol particles by ground-based solar extinction and *scattering* measurements, *Atmos. Environ.*, **28**, 785-792.
- World Climate Programme (WCP-112) (1986): A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation, *WMO/TD. N°24*, World Meteorological Organization, Geneva.

World Meteorological Organization (1993) Global Atmosphere Watch, *Report of the WMO Workshop on the Measurements of Atmospheric Optical Depth and Turbidity, Rep. 101*, edited by Bruce Hicks, Geneva.

Yamamoto G., and M. Tanaka (1969) Determination of aerosol size distributions from spectral attenuation measurements, *Appl. Opt.*, **8**, 447-453.

PARTE I:
INSTRUMENTACIÓN Y MEDIDAS
EXPERIMENTALES

CAPÍTULO II: INSTRUMENTACIÓN

En este capítulo vamos a centrarnos en estudiar con detalle los dos instrumentos con los que se llevaron a cabo las medidas que se usan en el presente trabajo en los capítulos IV a VIII. Se pretende tanto en éste como en el siguiente capítulo realizar un estudio exhaustivo, con el ánimo de convertir este trabajo en referencia para futuros trabajos en el Grupo acerca de cómo se debe actuar para conseguir una medición lo más precisa y acotada de errores posible.

Se van a describir las características y funcionamiento de ambos, incluyendo las caracterizaciones de la respuesta de uno de ellos que se han realizado en el Grupo de Óptica Atmosférica, para garantizar la calidad de las medidas que con él se realizan. Los dos instrumentos tienen distinta filosofía: uno es un espectrorradiómetro de campo, y suministra unas medidas espectrales de mayor resolución; el otro, un fotómetro, suministra medidas en cinco longitudes de onda aisladas, con una anchura de banda de 10 nm.

El primero es un Li-Cor modelo 1800, pertenece al GOA-UVA desde el año 1995, y con él fueron realizados la mayor parte de trabajos del grupo. La antigüedad del mismo sugiere un estudio en profundidad de sus características y prestaciones como el que vamos a hacer en este capítulo. En cuanto al segundo, un fotómetro solar de la marca Cimel, tipo 318A, se ha integrado el mismo dentro de la red AERONET para el seguimiento de los aerosoles atmosféricos, y aquí se van a mostrar sus características básicas. En la estación de medida se han alternado dos instrumentos iguales para mantener los requerimientos de calibración de la red, como detallaremos, pero aquí serán estudiadas sus características comunes.

II.1 DESCRIPCIÓN Y CARACTERÍSTICAS DEL ESPECTRORRADIÓMETRO LI-COR 1800

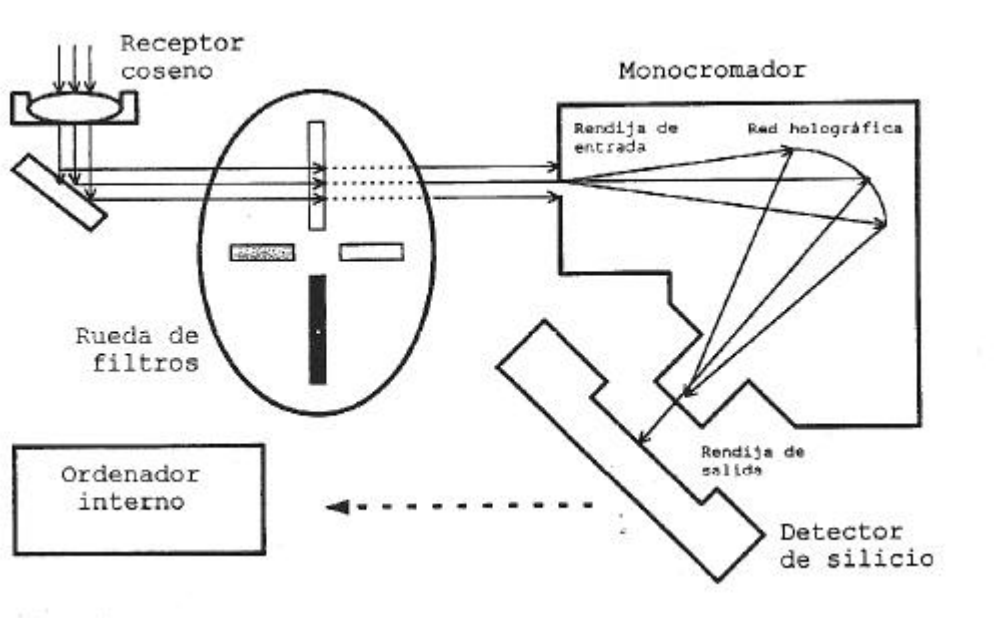


Figura II.1: Interior del espectrorradiómetro de campo Li-Cor 1800.

El Li-Cor 1800 es un espectrorradiómetro de campo, siendo como tal portátil. En efecto, todo el equipo pesa 6.4 kg, y en una caja de tamaño 16.3 x 20.1 x 36.0 cm se integra toda la electrónica y toda la óptica del instrumento. En cuanto a la parte electrónica, contiene una memoria ROM de 24Kb, con el software de control instalado de fábrica. Una memoria RAM de 256Kb permite almacenar unos 64 barridos, si bien esta memoria está dividida, de modo que el acceso a sus bancos no es tan rápido y sencillo como sería deseable (hay 8 bancos de memoria y deben ser activados por separado).

Una batería interna de 6V, de Ni-Cd, permite una autonomía de unas 60 medidas. Se recarga mediante una simple conexión a red. Se puede decir que, en funcionamiento estándar (una medida cada 15 minutos, a 25°C), la batería se descarga cada 8 horas.

El esquema de la óptica involucrada en el instrumento se detalla en la Figura II.1. La luz solar llega hasta un receptor coseno, el cual corrige sus desviaciones posibles respecto a la respuesta acorde con la ley de Lambert (la irradiancia medida es proporcional al coseno del ángulo de incidencia), como veremos en el apartado III.1.3.

La luz transmitida por el receptor (un domo de teflón en la versión original del instrumento) es dirigida por reflexión en un espejo hacia una rueda de filtros. Esta rueda contiene siete filtros, ordenados por el intervalo espectral que dejan pasar, de modo que la luz transmitida no contiene radiación en longitudes de onda que podrían provocar una señal no deseada en la medida, a través de órdenes superiores de difracción (puesto que el elemento dispersor envía la radiación de la longitud de onda λ , en el primer orden de difracción, exactamente en la misma dirección que la radiación de la longitud de onda $\lambda/2$, en el segundo orden de difracción). Durante una medida, mientras la red holográfica está rotando, el microcontrolador interno del Li-Cor rota a su vez la rueda de filtros,

seleccionando el filtro que cubre el intervalo espectral que se está midiendo. La rueda contiene en una octava posición una tarjeta negra, utilizada para eliminar la entrada de cualquier radiación, y determinar en cada medida la corriente oscura del instrumento (respuesta a entrada nula). Este nivel de cero se mide antes y después de cada barrido, de modo que el Li-Cor sustrae dicho nivel de oscuridad a la medida tomada, entregando finalmente la medida corregida.

La radiación llega entonces a la rendija de entrada (una apertura rectangular) del monocromador. El monocromador consta de sendas rendijas de entrada y salida y un elemento dispersor entre ellas, que separa espectralmente y proyecta la radiación incidente sobre la rendija de salida. Moviendo el elemento dispersor, diferentes longitudes de onda de la radiación incidente van pasando por (emplearemos el término *barriendo*) la rendija de salida.

El elemento dispersor del monocromador del Li-Cor es una red holográfica cóncava. Con esta forma, la misma red interpreta los papeles de colimador, difusor y objetivo de cámara que habrían de desempeñar diferentes elementos en un espectrógrafo tipo. Siendo la red el único elemento dispersor, y no existiendo elementos dióptricos intermedios, no existirán problemas con la aberración cromática que hubiera introducido cualquier sistema óptico.

Para comprender el funcionamiento del sistema, pongamos que la red es parte de una esfera con centro en el punto C en la Figura II.2. Si la red se coloca centrada en un punto P en la superficie de esa esfera, una circunferencia que pase por P y C hace el papel de un *círculo de Rowland*, garantizándose que si se coloca una fuente puntual S en esa circunferencia, la imagen de dicha fuente, S', quedará formada en otro punto de la circunferencia. Como la red separa espectralmente la radiación de S, podemos obtener imágenes S' a lo largo de la circunferencia. La solución empleada en el monocromador del Li-Cor es mantener fijas las rendijas de entrada (S) y de salida (S'), y hacer que el centro de la red vaya pasando por diferentes puntos P del círculo de Rowland.

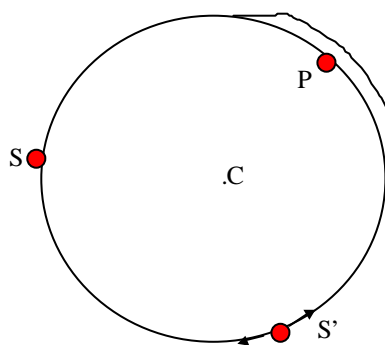


Figura II.2: Disposición de rendijas y red en el interior del monocromador del Li-Cor 1800: disposición en círculo de Rowland: P:, centro de la red; S: rendija de entrada, S': rendija de salida; C: centro del círculo de Rowland.

De esta manera, por la rendija de salida del monocromador va pasando la radiación incidente, en un intervalo espectral cuyas longitudes de onda límites son 300 y 1100 nm. La red se mueve por medio de un motor paso a paso de precisión, siguiendo las órdenes del microcontrolador. Los saltos se pueden escoger entre 1 nm, 2 nm, 5 nm ó 10 nm. No obstante, las medidas que se describirán en lo sucesivo tienen un paso de muestreo de 1 nm, aunque la resolución es menor, como veremos enseguida al hablar de la función instrumento.

Las rendijas de entrada y salida, y el tamaño de la red de difracción, determinan la anchura del intervalo espectral que abarca el instrumento. En nuestro caso, las rendijas que se emplean en la entrada y la salida tienen la misma anchura, habiéndose llegado a una anchura óptima de rendija, un

compromiso entre la iluminación máxima posible y la mejor resolución posible, compromiso que existe previamente por ser intrínseco al monocromador. Nótese que el principio de funcionamiento de este *espectrorradiómetro* es el de realizar un barrido espectral por la radiación y no el captar el espectro de una vez, como haría un *espectrógrafo*.

Cuando la radiación sale por la rendija de salida del monocromador, es recogida por un detector, consistente en un fotodiodo de silicio, que produce una corriente eléctrica proporcional a la cantidad de radiación que le llega. La señal de corriente se amplifica, se convierte a tensión y pasa a través de un convertidor analógico-digital, que la transforma en lectura para el microprocesador interno. El fotodiodo de silicio tiene una responsividad que depende muy poco de la temperatura en el intervalo espectral de 400 a 950 nm. Por encima y por debajo, la temperatura puede influir de manera importante, y en el instrumento no existe compensación electrónica para este efecto. Una forma de reducirlo es calibrar el instrumento a una temperatura parecida a la que se vayan a tomar las medidas. En el circuito de lectura posterior existen unos filtros electrónicos que eliminan posibles fluctuaciones de las medidas por interferencia de fuentes cercanas de corriente alterna.

Medir un espectro completo dura unos 40 segundos desde que la orden se manda desde un PC. Un software instalado en él permite las comunicaciones con el instrumento, descarga de datos, etc. El microprocesador interno del Li-Cor se encarga de controlar los barridos, registrar los datos, almacenarlos en los bancos, etc. Mediante el software se pueden controlar parámetros tales como el intervalo espectral sobre el que se medirá, el paso, el número de barridos a promediar, etc. Es factible programar un plan de medida, según la hora, de modo que se pueden hacer hasta doce medidas del intervalo espectral completo en horas y días distintos, parámetros controlables por un programa que se introduce con el software. No hay demasiada autonomía en ello, pues no se permite cambiar de banco de memoria en el que se almacenen las medidas de dicho programa, por lo que la restricción la impone el número de medidas que caben en un banco. No hay tampoco mucha autonomía de medida, porque la batería puede agotarse. Existe, no obstante, un modo de funcionamiento en ahorro de energía, adecuado al modo automático, que minimiza el consumo, restringiéndolo a los momentos en que se tomen las medidas. Sin embargo, el software de la casa Li-Cor es cerrado y todo intento por parte del GOA-UVA de conseguir algún software abierto ha sido infructuoso hasta la fecha, con lo que estos inconvenientes no han podido ser subsanados.

La medida final se guarda en un fichero con una cabecera que indica la hora de medida, el intervalo espectral barrido, el paso, la longitud de onda del mínimo y del máximo y el comentario que se haya programado escribir.

En cuanto a la función instrumento del aparato, es decir, la respuesta del mismo a una iluminación monocromática, el fabricante indica una resolución (FWHM) de 6 nm. Este dato, como veremos en los próximos apartados, fue comprobado en nuestro laboratorio.

El Li-Cor puede funcionar con el domo de entrada que tiene conectado a la caja, o bien ensamblar una fibra óptica en lugar de este domo. Al final de la fibra habrá que acoplar un pequeño receptor coseno. La fibra óptica es un sistema ideal para medir en irradiancia directa, ya que facilita la direccionalidad del aparato. Sin embargo, conviene recordar que cuando se añade fibra a un sistema, a éste le va a llegar una iluminación menor, por lo que las pérdidas por la transmitancia de la fibra reducirán sensiblemente la SNR (relación señal a ruido) del sistema; además se encuentran los problemas de eliminar la polarización que pueda traer la radiación y de descolimar el haz que llega al sistema. Finalmente, todo ello revierte en que la calibración se convierta en más delicada, existiendo picos en la transmisión de la fibra que pueden provocar errores muy importantes o distintas relaciones señal a ruido en diferentes partes del espectro medido.

En ambos casos, para medir la irradiancia directa se debe emplear un tubo limitador de campo (tubos similares con las mismas prestaciones son erróneamente denominados *colimadores* en algunos textos, pues finalmente sólo limitan el campo y no coliman el haz de radiación incidente). El tubo permite la llegada al receptor coseno de la parte de irradiancia directa de la radiación solar. En el Li-Cor 1800 empleado en este trabajo, el sistema incorporaba un mazo de fibra óptica compuesto por un entramado de fibras que acaban en una disposición rectangular, de modo que la salida de este mazo actúa como una rendija de entrada. Esta salida es la que entra en el cuerpo principal del Li-Cor, dirigiéndose la radiación inmediatamente hacia un espejo. Al otro extremo de la fibra se coloca el receptor coseno.

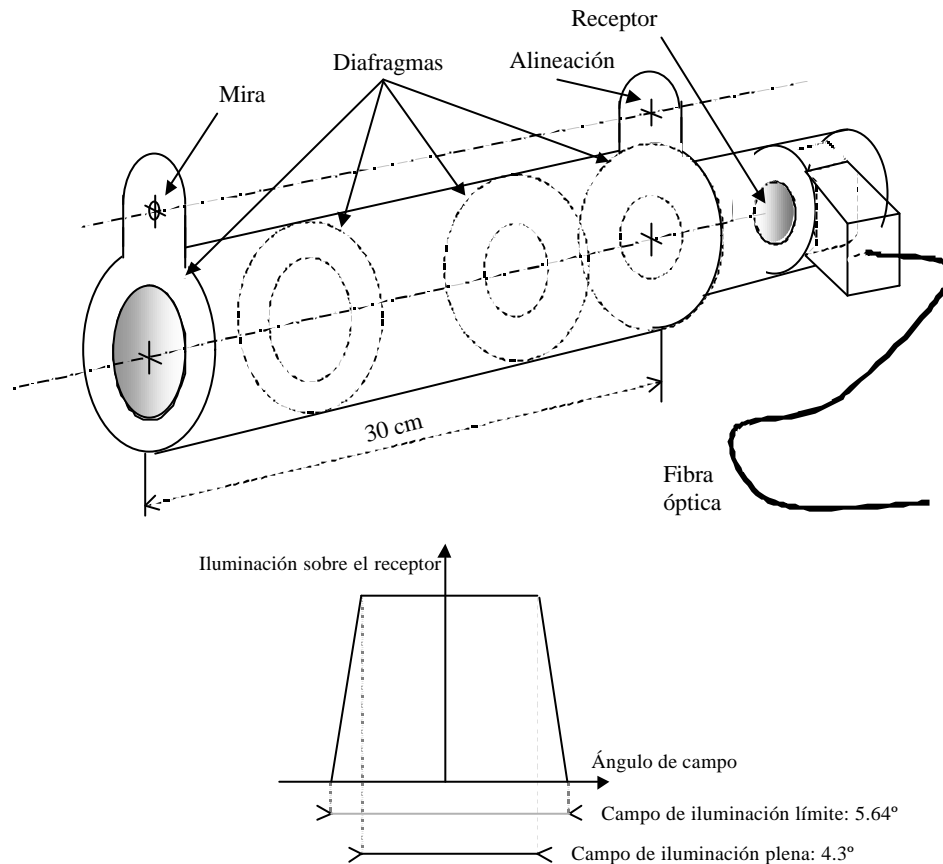


Figura II.3: Composición del tubo limitador de campo acoplado al receptor coseno del Li-Cor 1800.

El tubo limitador que se emplea en nuestro caso ha sido diseñado y construido por el GOA-UVA y ha sido descrito en [Durán, 97]. Este tubo se antepone al receptor coseno, sirviéndole como limitador de campo. El tubo consta esencialmente de dos diafragmas: el más cercano al receptor coseno es el que hace de diafragma de apertura, limitando la extensión del haz que entra en el sistema, y el más lejano es el que hace de diafragma de campo. La distancia entre uno y otro es de 300 mm, y sus tamaños son tales que el campo de iluminación plena abarca 4.3°. Los diafragmas consiguen un campo como el que se detalla en la Figura II.3, en el que se aprecia también que el campo de iluminación límite es ligeramente mayor que el de iluminación plena (5.64°). Se estudió, naturalmente, la posibilidad de que coincidieran, para mantener sobre el detector un campo uniforme, pero se aprecia que la consideración puede ser tomada, en especial teniendo en cuenta que son campos mayores que los que ocupa el sol en el cielo. Por otro lado, para obtener un campo uniforme habría que emplear lentes, con la consideración de estar corregidas de aberraciones cromáticas, lo que encarecía el producto en exceso, no

compensando las prestaciones que se conseguirían. El tubo está pintado de negro para evitar la llegada al receptor de reflexiones internas, además de estar diafragmado interiormente con el mismo fin.

Los errores del instrumento están descritos en [Myers, 1989]. Sin embargo, nosotros daremos los valores del error de nuestro instrumento a partir de sus calibraciones y la determinación de sus características que a continuación detallamos.

II.1.1 Estabilidad en ganancia

Mostramos, en este y otros apartados, diferentes ejemplos de caracterizaciones llevadas a cabo dentro de una calibración realizada el 5-6 de marzo de 2000, después del periodo de medida utilizado en el resto del trabajo, para comprobar que se mantenía la respuesta correcta del instrumento.

Para empezar, para comprobar la estabilidad en la ganancia se hacen 10 medidas de la lámpara patrón de calibrado. Sobre cómo se realiza el calibrado y las condiciones que hay que tener en cuenta, véase el capítulo III del presente trabajo.

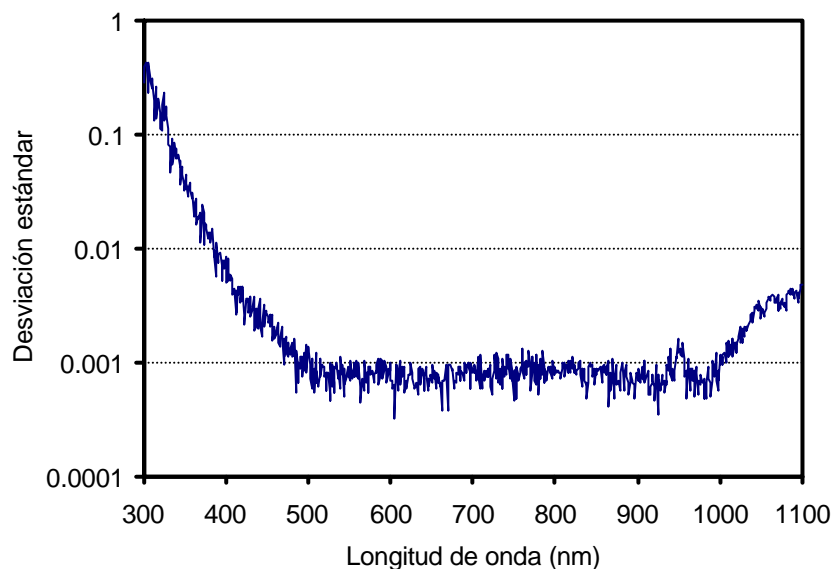


Figura II.4: Desviaciones estándar entre 10 medidas consecutivas distintas a la lámpara de calibrado.

En la Figura II.4 se muestran las desviaciones estándar de las diez medidas para el Li-Cor, lo cual da idea de la estabilidad que posee en cuanto a la respuesta en ganancia.

Como se esperaba, las desviaciones mayores se producen en el ultravioleta, pero son muy pequeñas en el visible e infrarrojo. El Li-Cor tiene una respuesta menos estable nuevamente a partir de 1000 nm.

A fin de obtener una visión más clara de lo que se está representando aquí, podemos centrarnos en el intervalo espectral con mayor desviación, el de 300-400 nm, observando una representación con todas las medidas (las diez) que se realizaron a la lámpara de calibrado, en las diferentes condiciones de óptica de entrada en la medida.

Salta a la vista, en las siguientes gráficas (Figura II.5), cuál puede ser el error asociado a la medida: en ellas se representa el cociente entre dos medidas sucesivas de la lámpara, dando de una forma directa una estimación de la incertidumbre de la medida (podría utilizarse la envolvente de las curvas, estando expresadas éstas en tantos por uno, pues viene a coincidir con la desviación estándar y, por tanto, el error que introducimos en la medida). Se representa la medida con la fibra óptica acoplada al sistema y sin ella.

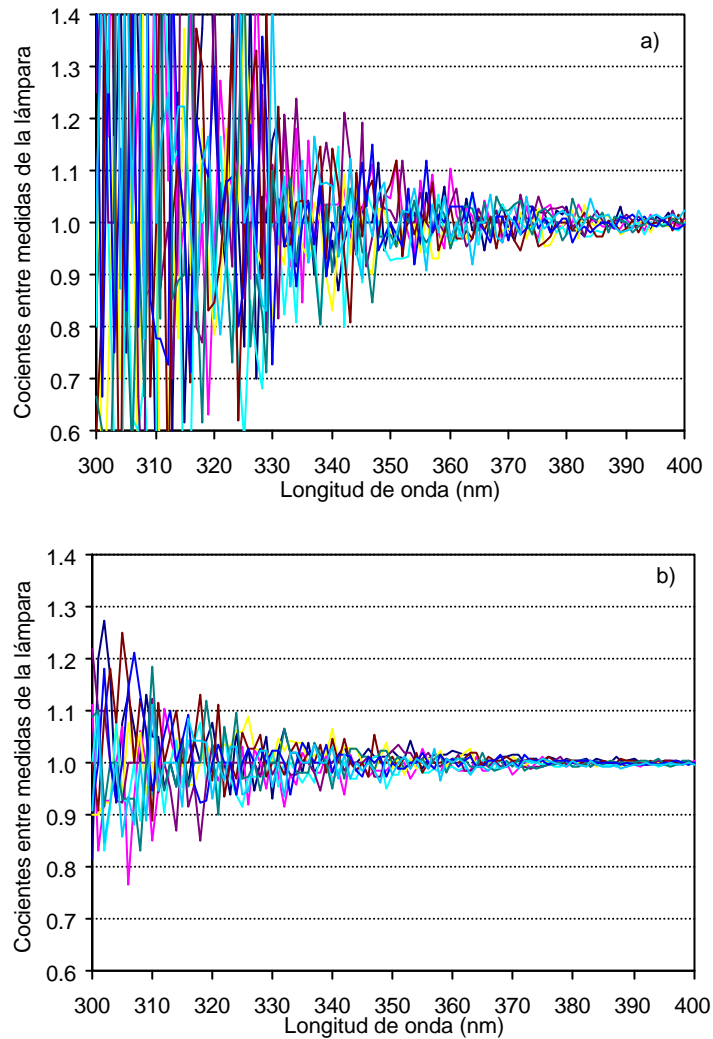


Figura II.5: Cocientes entre medidas sucesivas de la lámpara de calibrado para el caso de anteponer la fibra y el receptor coseno a la entrada del instrumento (a) y dejarlo sólo con el domo de entrada (b).

Así, en el caso de estar midiendo con fibra óptica obtenemos medidas muy aleatorias por debajo de 330 nm, bajando después en forma exponencial aproximadamente hasta tener unas diferencias menores del 15% desde 350 nm, y menores del 5% desde 370 nm. Cuando no anteponeamos la fibra óptica, las diferencias son mucho menores, dentro de este intervalo espectral. Como vemos, siempre estamos alrededor del 20% (impensable en el otro caso) antes de 320 nm, siendo la caída una exponencial mucho más suave y tal que por encima de 320 nm ya tenemos diferencias menores del 10%, e indudablemente menores del 5% a partir de 350 nm. No se muestra el resto del espectro, para el que todos los cocientes son prácticamente iguales a 1.

Como vemos, añadir la fibra óptica conlleva unos inconvenientes muy determinados: una transmitancia menor, en general, a lo que se añade una dependencia espectral de dicha transmitancia, que acaba por alterar la relación señal a ruido de forma espectralmente dependiente. Además, se produce una caída mayor en transmitancias en el infrarrojo, debida a su transmisión.

En la Figura II.6 se estudia la diferencia entre *las medias* de las medidas con y sin la fibra óptica. Como era de esperar, las diferencias son mínimas, y siempre menores que los errores nominales que se esperan de un Li-Cor (según las diversas especificaciones, menos de un 15% entre 300 y 400 nm, menos de un 5% entre 400 y 900 nm, menos de un 10% en el resto). Es llamativa la ligera desviación (aún dentro del error del instrumento) que aparece superados los 1000 nm, debida a la introducción de la fibra óptica, problemas inherentes a las fibras ópticas que son complicados de corregir desde su fabricación.

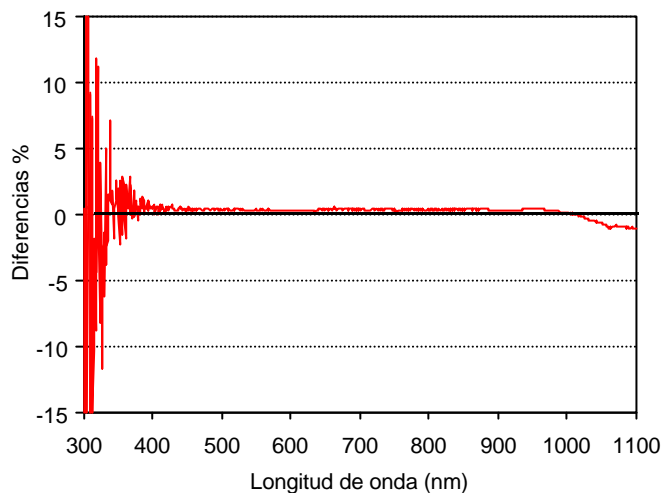


Figura II.6: Diferencias (%) entre las medias de las medidas efectuadas por el Li-Cor con la fibra óptica incorporada y sin ella, sobre la misma lámpara de calibración estabilizada.

De las medidas de la lámpara con y sin fibra puede extraerse, mediante su relación simplemente, la transmitancia del conjunto fibra + receptor coseno, representada en la Figura II.7.

Observamos en la gráfica cómo la dispersión en las medidas no nos permite calcular con precisión la transmitancia antes de 350 nm, si bien suponemos que es bastante baja, dado que no estamos utilizando una fibra optimizada en el UV. Dicha dispersión ha de provenir del hecho de que el conjunto tiene una menor SNR en este intervalo espectral. En adelante, jamás supera el 40% de transmitancia, teniendo una banda marcada en el intervalo espectral (923-978 nm). Esta banda puede ser un problema, sin embargo, es un problema común trabajando con fibras ópticas encontrarse con bandas espectrales de absorción como éstas. La transmitancia es bastante constante en el visible, lo cual ayudará a mantener una dependencia espectral de la SNR que únicamente sea debida al detector (cuya respuesta espectral es bien conocida, la del silicio) y al resto de la óptica (que no debe introducir una dependencia espectral apreciable).

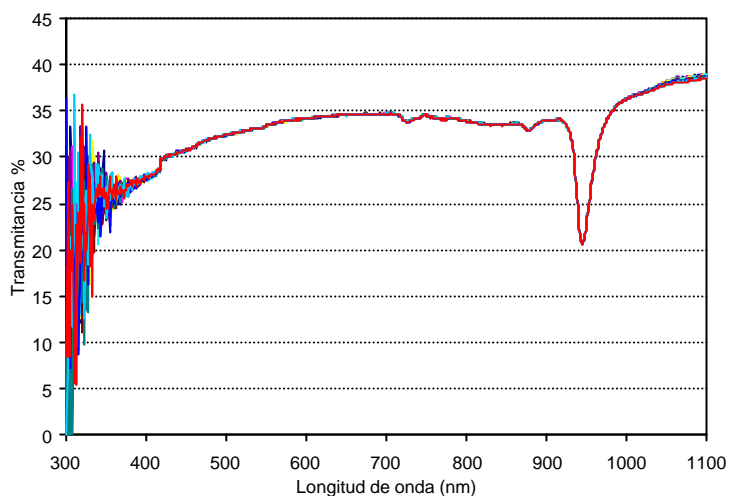


Figura II.7: Transmitancia del conjunto fibra óptica y receptor coseno, obtenida por cociente entre las medidas con y sin fibra.

Podemos hacer el siguiente esquema resumiendo las ventajas e inconvenientes de aplicar una fibra óptica al sistema de medida:

Ventajas:

- Convierte la medida portátil en algo sencillo de realizar.
- Imprime gran versatilidad a los tipos de medida, pudiendo realizar cómodamente medidas de irradiancia directa, reflejada o global sin cambios en el instrumento.

Inconvenientes:

- Varía la relación señal a ruido.
- Lo hace de forma espectralmente dependiente.
- Provoca menores respuestas en el ultravioleta y en el infrarrojo.
- Introduce más fuentes de error en la medida: acoplamiento de la fibra al resto del instrumento, posibles condensaciones, etc.

A la larga, las ventajas acaban teniendo un peso mayor en el uso del instrumento utilizado, que realiza gran variedad de tipos de medida, aunque en esta tesis nos centremos sólo en los resultados de uno de ellos.

II.1.2. Estabilidad en longitud de onda

Se realizaron medidas de la irradiancia de lámparas de descarga de cadmio y de mercurio, y las lámparas de comprobación de mantenimiento de la calibración de un espectrógrafo Optronics OL-754, para estudiar la respuesta en longitud de onda y en ganancia. La idea era intentar calibrar las posibles desviaciones en longitudes de onda del Li-Cor, recordando que se midió con la fibra óptica y el receptor coseno, ya que éste es el sistema habitual cuando el instrumento está en estación (dado que la resolución espectral viene dada por el monocromador, no consideramos que vaya a existir diferencia en esta caracterización espectral entre el caso de medir con fibra y receptor coseno remoto y el de medir sin ellos). Salvo si entramos en errores de acoplamiento de la óptica de entrada, que provocarían una

componente geométrica en la radiancia medida, la disposición de la misma no debe influir en la estabilidad de longitud de onda.

El procedimiento es el habitual en espectroscopía (ver Figura II.8 y, por ejemplo, [Pérez, 91]): primero se detecta un máximo en la medida y se discrimina, si procede, la línea asociada a ese máximo; se debe asegurar que se ha aislado una línea: puede ocurrir que se esté midiendo la superposición de dos líneas, el aspecto de lo que se ha aislado debe ser el de una línea; se deja determinado un intervalo en el que se produce esa línea (longitudes de onda entre las cuales la irradiancia está entre un 10% y el 90% del máximo, por ejemplo); se muestrea (y para ello se interpola, si es necesario) de manera uniforme en irradiancia dentro de dicho intervalo; para cada pareja de puntos simétricos al máximo se calcula un centro, dado por la mediana del intervalo de longitud de onda cuyos extremos conforma esa pareja. La media de esos centros da el centro de la línea espectral medida, en general con una precisión de un orden de magnitud mayor que el muestreo de la medida, y su distribución da cuenta de las posibles asimetrías de la línea.

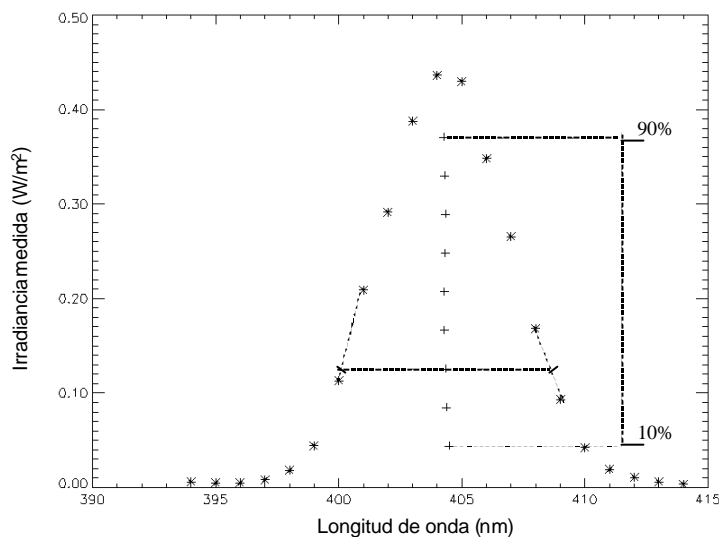


Figura II.8: La línea de la emisión de una lámpara de mercurio de baja presión cuyo centro se determinó a 404.66 nm, con una medida efectuada por el Li-Cor. Se muestra también un ejemplo de cómo se calcula uno de los centros, y el conjunto de centros calculados.

Un ejemplo de lo que se ha medido se muestra en la siguiente Figura II.9, en que las cinco medidas realizadas de la emisión de una lámpara de mercurio por medio de un Li-Cor se muestran a la vez. Las diferentes alturas de los picos se deben a que no se cuidó, porque aquí no interesaba, las estabilidades, ni de la emisión de la lámpara ni de la distancia de medida.

Este procedimiento nos da pie a determinar los centros de las líneas medidas, permitiendo comprobar los posibles desplazamientos en longitud de onda:

1. *Sistemáticos:* detectando cuánto se desplaza la longitud de onda central de cada línea espectral según la medida, con respecto a la teórica (y en eso no esperamos desviaciones en la lámpara, pues trabajando en todo momento con las mismas lámparas, habrán de emitir más o menos potencia irradiada, pero lo harán en las mismas longitudes de onda, que es el punto que nos interesa). Estos errores se podrán corregir en futuras ocasiones desplazando adecuadamente la medida tomada. Estarán habitualmente fundados en posibles fallos en la alineación de la óptica de entrada o en errores mecánicos sistemáticos del monocromador.

2. *Aleatorios*: por eso tomamos cinco medidas de cada lámpara. Si detectamos a lo largo de dichas medidas diferencias en las posiciones de las líneas, estamos teniendo algún problema mecánico de difícil solución en nuestro monocromador por su aleatoriedad, o problemas de sincronismo en la electrónica posterior (si ocurren en la lectura de la señal, puede tomarse la medida en una longitud de onda como si fuera la de otra).

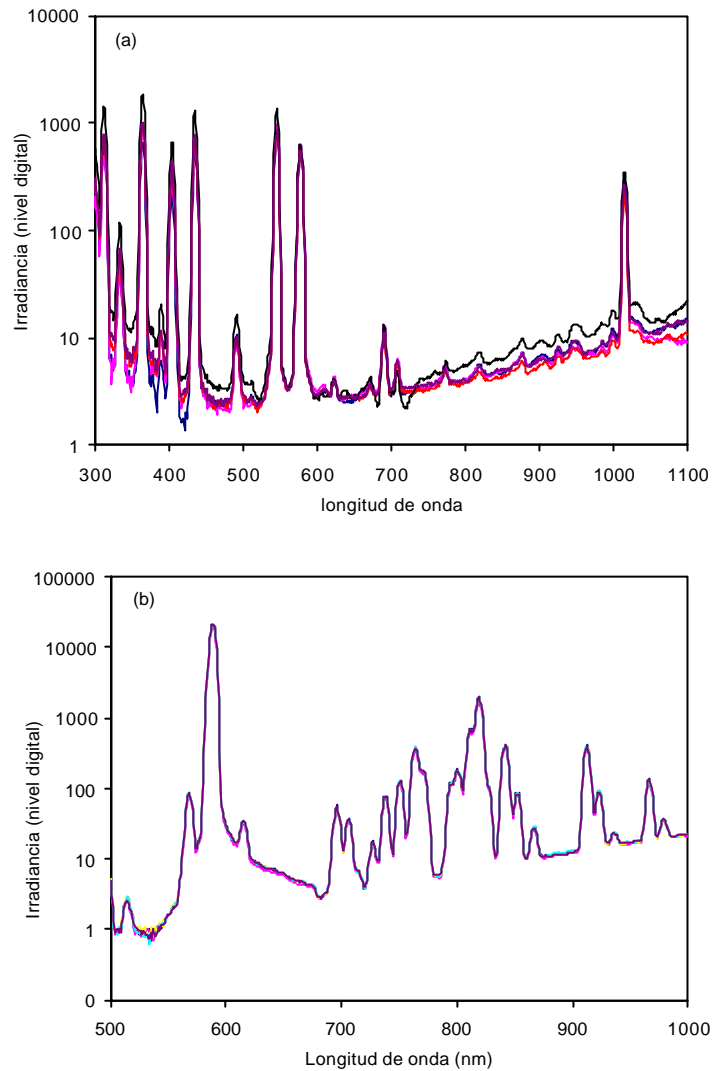


Figura II.9: Cinco medidas sucesivas de una lámpara de descarga de mercurio (a) y de cadmio (b) no estabilizadas en corriente. La medida se hizo con el Li-Cor en su estado habitual de operación, es decir, con fibra y receptor coseno. La escala del eje de ordenadas es logarítmica para apreciar bien los picos medidos, y la magnitud es la del nivel digital dado por el Li-Cor, sin pasar por ninguna calibración.

El monocromador es de barrido. De ahí que podemos encontrar problemas debido a su carácter mecánico, en el cual una leva permite el movimiento de la red holográfica, utilizando el empuje de un actuador que mueve la red de acuerdo con la ley del seno.

Estudiemos los resultados de estas medidas sobre las lámparas espectrales. La siguiente Figura II.9 ilustra el método de obtención del centro de una de las líneas de emisión de una lámpara de mercurio.

Cuanto más desalineadas estén las rendijas de entrada y de salida del monocromador, más se va a notar el efecto de este error en la medida obtenida. A estos niveles de resolución (6 nm nominales, según el fabricante Li-Cor), se puede considerar la emisión de la lámpara como monocromática (de hecho, con mucho menos se puede considerar: hablamos de una anchura espectral de esta emisión de varios órdenes de magnitud menor). Por lo tanto, lo que obtenemos en la medida es la convolución de dicha línea con la función instrumental del aparato. Esta convolución es, de hecho, la simétrica de la función instrumental (ya que la función con la que se convoluciona, la emisión de la lámpara, es una δ a estos efectos), la cual depende exclusivamente de las características dispersoras del aparato (número de líneas por mm de la red holográfica dispersora), y de los tamaños de las rendijas de entrada y salida, todo ello relacionado con el monocromador del instrumento.

Es necesario, pues, para separar espectralmente de manera adecuada la radiación incidente, que la rendija de salida esté alineada con la imagen de la rendija de entrada que el elemento dispersor envía a aquélla. Además, en el caso de un monocromador de barrido como éste, que en el movimiento del elemento dispersor no haya otras perturbaciones que desalineen ambas. Este punto es vital para obtener correctamente las medidas. Cualquier problema en estos requerimientos se mostrará en la medida descrita como una asimetría en la línea medida. Ello, siempre y cuando en nuestra medida no esté entrando una línea diferente que se solape con la prevista, debido a que esté lo suficientemente cerca como para que el muestreo y la resolución del instrumento no sean capaces de separarla.

En cualquier caso, diversas consideraciones deben tomarse en cuenta antes de continuar:

1. no deben calcularse más centros que puntos tengamos en el intervalo considerado. Es fácil caer en la tentación de obtener cuantos más centros mejor, dividiendo el intervalo escogido [10% del máximo, 90% del máximo] en muchos más subintervalos, pudiendo obtener muchos centros, interpolando entre las medidas. Pero ello no redundará en información del espectro: interpolar no añade nunca información a la medida tomada, pues no rebaja la entropía de la misma. Sólo a través de la información obtenida podemos extraer conclusiones. Así, cuando calculamos un total de X centros, si tenemos X puntos medidos dentro de nuestro intervalo, la desviación estándar de dichos centros nos proporcionará de inmediato el error experimental en la determinación del centro, y por ende, el error espectral asociado a la longitud de onda medida (dejando aparte los errores propios del instrumento, que trataremos en el tema de la repetibilidad más adelante, aquí nos referimos sólo a la precisión de la obtención del centro de la línea en una medida).
2. no deben escogerse intervalos excesivamente grandes en amplitud, pues las colas de otras líneas pueden perturbar más fácilmente la medida del centro cuanto más nos alejamos de éste. En la Figura II.8, por ejemplo, es preferible descartar el punto inferior, que se ve claramente afectado por tal desplazamiento. Así, en ocasiones basta con quedarnos con los puntos medidos entre un 20 y un 80% del máximo de la línea.
3. Por otro lado, hay que considerar siempre que la línea medida puede estar sobre un continuo que debemos eliminar para estimar correctamente la altura de la misma. Por ejemplo, en la Figura II.8 se ha eliminado este continuo y la línea se posa sobre el eje de abscisas.

La medida puede ser aprovechada en un doble sentido, amén de facilitar la determinación del centro de la línea medida: dada la monocromaticidad relativa de la línea medida, la función instrumental del aparato es simplemente la medida, normalizada y simetrizada, mientras que la anchura a la altura mitad (FWHM, de *Full Width at Half Maximum*) de la línea medida se debe considerar como la resolución del instrumento, el mínimo intervalo de longitud de onda que puede resolverse con la función instrumental.

En cuanto al primero de los aspectos, la *función instrumental* del aparato (también denominada *función rendija* por traducción del término *slit function* frecuentemente encontrado en este campo, inadecuado cuando menos en espectrómetros de barrido), se estaciona el instrumento para medir en una longitud de onda determinada y se hace incidir sobre él radiación monocromática cuya longitud de onda vaya barriendo el espectro. En la práctica, tal fuente de radiación monocromática sintonizable habitualmente no es disponible o es muy cara, y el método que se sigue es el inverso: se fija la longitud de onda de la radiación incidente, mediante el uso de láseres o lámparas espectrales, y es el instrumento el que mide en un intervalo espectral que contiene dicha longitud de onda. Se obtiene en ese caso una imagen especular de la verdadera función instrumental. Recordamos que la función instrumental es espectralmente dependiente.

Para determinar la FWHM, se debe primero encontrar el máximo de la línea. No debe tomarse el máximo de la línea medida como el máximo de los puntos medidos, pues vendría afectado por el error de muestreo y el de la medida (siendo especialmente inadecuado el caso cuando el muestreo es de baja frecuencia), por lo que conviene ajustar los puntos superiores de la línea a una función descriptiva de la medida. Siguiendo la medida teóricamente un perfil de Voigt, éste es tan difícil de ajustar que se hace más práctico aproximarlos mediante otro tipo de función: una triangular, una parábola, una gaussiana, una lorentziana... En general no hay diferencias mayores que el error del método de determinación de los centros al aplicar una función u otra, por lo que habitualmente nos decantamos por la más sencilla de ajustar a los puntos muestreados: una gaussiana. Con una triangular, la FWHM tendería siempre a suministrar un máximo más alto que el real, y los valores de la FWHM serían menores, si bien frecuentemente se puede encontrar este ajuste en la bibliografía, a pesar del error que conlleva.

Una vez determinado adecuadamente el máximo, calculamos la altura mitad (recordemos que hay que determinar bien la base de la línea, y si está superpuesta a un continuo, eliminarlo). La anchura de la línea en esa altura la determinarán los puntos que pertenezcan a las rectas de interpolación a partir de las parejas de puntos muestreados de ordenada inmediatamente próxima a la altura mitad encontrada.

Los resultados finales que podemos obtener son los siguientes:

- Precisión en la longitud de onda (determinación de los centros)

Del método descrito, puede obtenerse el error en la determinación de una longitud de onda a través de la desviación estándar del conjunto de centros obtenidos para una línea en una medida. El centro medio, por tanto, viene asociado con una indeterminación igual a la desviación estándar de las medidas del mismo. La precisión es un punto muy importante, pues si se quiere comparar entre varias medidas de distintos instrumentos, si estos tuvieran errores de precisión las diferencias o los cocientes se dispararían en los picos de absorción, donde existen variaciones muy altas en un pequeño intervalo espectral.

- Repetibilidad en longitud de onda del instrumento

Una vez que la misma línea se mide varias veces, obtenemos una serie de *centros medios* determinados, con lo que la dispersión de dicha serie dará una idea de la *repetibilidad* asociada al instrumento, es decir, del error derivado de que la misma longitud de onda se mida en el barrido cada vez en un punto distinto. La repetibilidad en longitud de onda del instrumento es la que está ahora en juego.

- Error en longitud de onda del instrumento

Una vez determinadas tanto la precisión en longitud de onda del centro de la línea como la repetibilidad de su medida, se puede consultar en tablas [Kayser, 39; Reader, 80] la longitud de onda a la que está situada la línea de emisión espectral que hemos medido con mucha precisión. De

ahí obtendremos el *desplazamiento o error* en longitud de onda del instrumento: mide en una longitud de onda determinada pero no es la correcta sino desplazada ese valor.

Todos estos parámetros dependen tanto de la mecánica del instrumento (en el caso de monocromadores de barrido especialmente) que es necesario determinarlos en todo el intervalo espectral que barra el mismo. Habitualmente, basta con medir con un conjunto de lámparas espectrales cuyas emisiones cubran suficientemente el intervalo de medida del instrumento. Pero quede claro que todos los parámetros tienen una dependencia espectral que debe ser determinada en el mayor intervalo posible.

Nosotros nos hemos decantado en este caso por una lámpara de mercurio de baja presión, que cubre especialmente el intervalo UV del espectro y parte del visible (emitiendo en las longitudes de onda de 314.2, 365.0, 404.7, 435.8, 546.1 y 578.0 nm [Kayser, 1939; Reader et al., 1980]), y la hemos complementado con una lámpara de cadmio (588.0 nm, 1014.0 nm). Para cada lámpara se hacen cinco medidas, determinando, por tanto, cinco veces diferentes los parámetros de cada línea. En algunas ocasiones, en cambio, las líneas medidas fueron poco intensas, razón por la que la determinación de sus parámetros conllevó un error demasiado grande (por ejemplo, el 20 % del máximo está situado en la medida del continuo o se solapa con la cola de otra línea, por ser este máximo no lo suficientemente grande) como para poder considerarlas.

El caso de tener varias líneas en el intervalo espectral ultravioleta es especialmente interesante, pues la irradiancia solar se incrementa varios órdenes de magnitud en ese intervalo, siendo la derivada de la irradiancia en función de la longitud de onda de un valor muy alto, con lo que un desplazamiento pequeño en longitud de onda puede dar lugar a un error muy alto en la medida de la irradiancia solar [Seckmeyer, 1998]. De hecho, en este intervalo espectral es donde tenemos que ser lo más precisos posible en la determinación de todos estos parámetros, pues en él se convierten en las fuentes de error más importantes.

II.1.2.1. Precisión en longitud de onda

En la siguiente tabla se detalla el centro de cada longitud de onda medida, así como la media de las desviaciones estándar de los centros obtenidos en cada medida de la línea, lo cual da idea del error en la determinación del centro obtenido con este método.

Centro (nm)	Error
312.68	0.10
364.74	0.04
404.31	0.06
435.31	0.05
545.52	0.05
577.22	0.05
588.62	0.05
818.70 ^{*(3)}	0.23
1014.27 ^{*(2)}	0.09

Tabla II.1: Determinación de los centros de las líneas de emisión de una lámpara de mercurio (en nm) y error en la determinación por el método descrito. Marcados con ^{*(n)} las medidas que se repitieron n veces, del resto se tomaron cinco muestras.

Como vemos, las dispersiones medias de los centros obtenidos para cada línea no siguen, en apariencia, ninguna relación particular. Conviene resaltar que las líneas marcadas con ^{*(n)} no fueron medidas el número máximo de veces, sino sólo n veces, por la razón expuesta más arriba (sus máximos no siempre resultaron ser suficientemente altos como para resolver con garantías la línea).

Si hacemos una tabla similar en la que se describe la asimetría media de las líneas medidas, obtenida a través del factor de asimetría de los centros, definido como:

$$\frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} \left(\frac{x_j - \bar{x}}{\sqrt{\text{varianza}}} \right)^3, \text{ siendo la varianza} = \frac{1}{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} (x_j - \bar{x})^2 \text{ y la media } \bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} x_j,$$

obtenemos los siguientes valores para cada línea:

Centro (nm)	Asimetría
312.7	0.4
364.7	0.8
404.3	0.6
435.3	0.8
545.5	0.8
577.2	0.7
588.6	0.7
818.7 ^{*(3)}	0.3
1014.3 ^{*(2)}	0.7

Tabla II.2: Determinación de las asimetrías de las líneas medidas cuyo centro se indica.

Los valores medios dan una asimetría de 0.66 para las líneas medidas. Además, a través de este tipo de medidas realizadas sobre otros Li-Cor en la Península Ibérica hemos ido observando que, en general, los mismos intervalos espectrales presentan el mismo promedio y tipo de asimetría en otras unidades del mismo instrumento, como es de esperar, proviniendo de igual proceso de fabricación [intercomparaciones con Li-Cor perteneciente a la Universidad de Valencia].

II.1.2.2. Estudio de la repetibilidad en longitud de onda del instrumento

En este caso estudiamos la *repetibilidad* de la medida: medimos una línea, determinamos su centro, medimos la línea de nuevo, determinamos otro centro. ¿Qué separación entre ambos centros cabe esperar? Esta es la pregunta ahora. Se está poniendo en juego, pues, la *estabilidad* del barrido en longitudes de onda del aparato (en gran medida, estabilidad mecánica, pues).

El resultado de esta medida de repetibilidad, obtenida averiguando la dispersión de los centros medios obtenidos (uno por medida), se muestra en la Tabla II.3. La repetibilidad se da como una medida de la desviación estándar, en nanómetros, de los centros determinados, obteniendo un resultado, como vemos, de hasta 0.01 nm de precisión, recordando que el muestreo era de 1 nm:

Li-Cor Valladolid	Desviación (nm)
312.68	0.07
364.74	0.07
404.31	0.02
435.31	0.06
545.52	0.03
577.22	0.03
588.62	0.01
818.70 ^{*(3)}	0.01
1014.27 ^{*(2)}	0.03

Tabla II.3: Repetibilidad de la medida en longitud de onda. Se estudia en cada línea la desviación estándar de la determinación de los centros expresada en nm.

Observamos que la repetibilidad en el Li-Cor usado es muy buena. En las especificaciones de la casa Li-Cor, se nos dice que la repetibilidad en longitud de onda es de ± 0.5 nm, y nosotros estamos en todos los casos mejorando un orden de magnitud esta medida. El que nos suministren una repetibilidad de la mitad del muestreo nos indica que probablemente no se ha medido por su parte, pues es la cota máxima de error teórico.

La medida obtenida de las líneas espectrales permite determinar la función instrumental, y de ella la anchura a altura mitad de la función instrumento en cada longitud de onda medida. La dispersión en estas medidas de la FWHM nos dará otra idea de la estabilidad en longitud de onda del instrumento: cuanto mayor sea, cuantas más diferentes las FWHM medidas para una misma línea, menos constante (o repetitivo) será el comportamiento en la longitud de onda a la que está.

En la Tabla II.4 y la Figura II.10 representamos este comportamiento. Las medias de estas medidas (si bien hay que considerar que existe esa pequeña dependencia espectral en la FWHM) arrojan un valor de 6.25 ± 0.27 nm. Las especificaciones indican una medida de 6 nm para el ancho de banda, dentro de lo que ha resultado en nuestra medida, que es la específica para nuestro instrumento.

Li-Cor	FWHM	Desviación
312.68	6.21	0.15
364.74	6.09	0.19
404.31	6.42	0.08
435.31	5.90	0.10
545.52	5.83	0.11
577.22	6.55	0.07
588.62	6.30	0.05
818.70	6.65	0.13
1014.27	6.27	0.29

Tabla II.4: Determinación de la resolución del instrumento: FWHM en cada longitud de onda, con la desviación cuadrática de su determinación, expresado todo en nm.

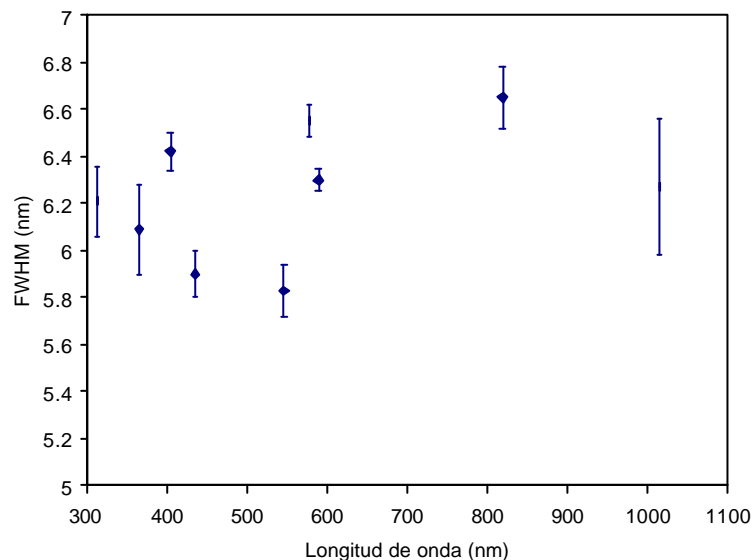


Figura II.10: Determinación de la resolución del instrumento: FWHM en cada longitud de onda, con la desviación en su determinación.

II.1.2.3. Estudio de la desviación en longitud de onda del instrumento

Los centros de las líneas medidas, como veremos, no se corresponden exactamente con lo esperado, existiendo algún tipo de desplazamiento en longitud de onda. Para conocer este desplazamiento, no nos cabe otro remedio que, una vez determinadas las posiciones medidas de los centros de las líneas, compararlas con las posiciones espectrales tabuladas en la bibliografía [Kayser, 39; Reader, 80]. En este caso, obtenemos los resultados de la (Tabla II.5) (todo en nm):

Medido Li-Cor	Error	Centro teórico	Diferencia con teórico
312.68	0.07	312.57	0.11
364.74	0.07	365.48	-0.75
404.31	0.02	404.66	-0.34
435.31	0.06	435.83	-0.52
545.52	0.03	546.07	-0.56
577.22	0.03	576.96	0.26
588.62	0.01	588.02	0.60
818.70	0.01	820.03	-1.33
1014.27	0.03	1013.98	0.29

Tabla II.5: Determinación del desplazamiento en longitud de onda del Li-Cor: de izquierda a derecha, las columnas indican el centro de cada línea y su error, determinados previamente, el centro tabulado en la bibliografía y la diferencia. Todas las magnitudes se expresan en nm.

Una representación de estos resultados puede verse en la Figura II.11:

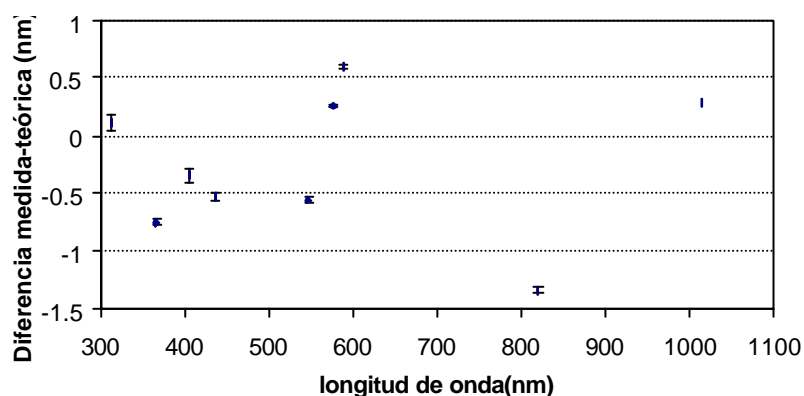


Figura II.11: Desplazamiento en longitud de onda del Li-Cor.

En ella observamos que en principio la desviación en la longitud de onda es inicialmente un tanto aleatoria, pero dentro de un margen menor de 0.75 nm con respecto a la real. El Li-Cor supera este límite en la medida de 820.0 nm, pero esta medida sólo pudo realizarse dos veces, por lo que el error experimental asociado a su determinación puede ser mayor. Sin embargo, al final del intervalo vuelve a recuperarse dentro del margen de error de 1 nm.

La casa Li-Cor suministra en sus hojas de especificaciones un error de $\pm 2\text{nm}$ para los tipos de Li-Cor 1800 como el empleado (rendija de 0.5 mm y red holográfica de dispersión de 800 líneas/mm). Estamos, por tanto, dentro de las especificaciones. Las medidas con otros Li-Cor han confirmado comportamientos como el mostrado, que parece ser típico en la desviación en longitud de onda del instrumento “genérico” Li-Cor 1800.

II.1.3. Estudio de la respuesta coseno del Li-Cor 1800

En este apartado vamos a intentar dar cuenta de la respuesta angular, es decir, de la desviación de ésta con respecto a la respuesta coseno ideal, del Li-Cor 1800 utilizado en este trabajo.

II.1.3.1. Base teórica

Un receptor ideal que pueda medir radiación en cualquier ángulo de incidencia, incluyendo el caso de medir en un ángulo sólido de 2π , debe tener una excelente respuesta coseno. Es decir, su respuesta a una iluminación constante y uniforme, colimada (con sus frentes de onda paralelos) y que cubra completamente su superficie, debe decrecer conforme al coseno del ángulo de incidencia, para que realmente estemos midiendo de acuerdo con la ley de Lambert:

$$I_m = I_i \cdot \cos(\theta)$$

con I_m la irradiancia medida, I_i la incidente y θ el ángulo de incidencia (ver Figura II.12, donde se detalla asimismo la nomenclatura: el *receptor* recoge la radiación que finalmente mide el *detector*). Sin embargo, esto es ideal, pues la absorptancia (o la transmitancia) de los materiales varía con el ángulo de incidencia de la radiación sobre ellos, y por ende, la sensibilidad de los receptores mostrará una fuerte dependencia angular, pues es la radiación absorbida (o transmitida) por ellos la que puede ser medida. La idea es corregir la respuesta real que tenemos en el receptor y hacer que se acerque a una respuesta lambertiana.

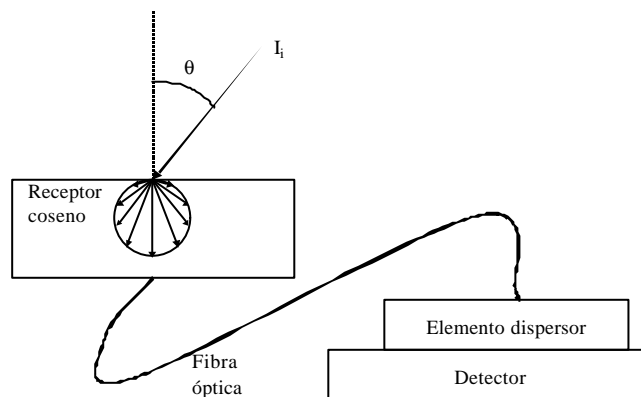


Figura II.12: Figura ilustrativa de la geometría de la ley del coseno y de la nomenclatura empleada para nuestro instrumento.

Para ello, se utilizan cubiertas de materiales difusores, con superficies rugosas y configuraciones geométricas especiales, cuyos efectos combinados permiten acercar la respuesta al coseno ideal. A veces, encontrar la geometría apropiada (incluyendo bandas de sombra cercanas al horizonte del receptor para evitar respuestas a ángulos rasantes) es un problema de ensayo-error, que incluso puede alterarse con el tiempo si las propiedades de los materiales difusores cambian con éste, o incluso con la longitud de onda de la radiación incidente (aunque esto suele introducir un error mucho menor). Se han desarrollado históricamente métodos de compensación del error coseno, tales como usar un difusor con

una forma especial colocado sobre el receptor (caso del Li-Cor), de modo que la densidad de flujo recibida por la superficie en ángulos de incidencia grandes se incrementa respecto a la que recibe la superficie plana del receptor; otra de las maneras clásicas es utilizar la misma superficie hemisférica cobradora de manera que se compense la energía perdida por reflexión y la ganada por la refracción en la superficie de la cubierta [Coulson, 1975].

La mejor manera de obtener una corrección coseno es utilizar una esfera de Ulbricht o esfera integradora, una esfera con una abertura por la que entra la radiación y otra, invisible desde la primera, por la que sale, después de haber sido reflejada más de una vez en las paredes, recubiertas de un reflectante como sulfato de bario o teflón (blanco, cuya respuesta espectral es plana). En dichas condiciones, el flujo saliente recibido en el receptor es una parte proporcional constante del entrante [Ulbricht, 1900, McCluney, 1994].

En la práctica, la respuesta coseno se mide detectando la diferencia de la respuesta normalizada del instrumento ante una radiación colimada y estable incidiendo en diferentes ángulos con respecto a su coseno. Estos errores pueden ser un orden de magnitud más altos que los espectrales anteriormente descritos [Seckmeyer et al., 97; Bais et al., 98]. Asimismo, la existencia de una dependencia acimutal en la respuesta puede provenir de problemas en la óptica de entrada. Si esta óptica está bien ejecutada, debe existir una buena simetría cilíndrica en relación con el eje perpendicular al receptor que pasa por su centro, con lo que no deberían introducirse desviaciones a la ley coseno por esta parte.

II.1.3.2. Medidas de la respuesta coseno

Para caracterizar la respuesta angular de nuestro instrumento, se procedió a montar el siguiente experimento: se coloca el receptor coseno en un goniómetro y se busca su centrado en el eje de giro de la plataforma superior del mismo. Un goniómetro consta principalmente de un círculo graduado, de modo que se puede medir con una precisión de 30" de arco, una plataforma giratoria donde habitualmente se colocan los elementos dispersores de la radiación, un colimador con una rendija y un anteojo. La parte que nos interesa de todo esto es la de tener una plataforma giratoria bien graduada en ángulo, y poder determinar con precisión su eje de giro. La parte de la rendija y colimador no va a ser utilizada, puesto que no vamos a iluminar con una rendija nuestro receptor. Por otro lado, los mayores problemas de este montaje se debieron a que los distintos instrumentos no están preparados para utilizarse conjuntamente, por lo que hubo que acoplarles con especial cuidado.

Para determinar, en primer lugar, el eje de giro de la plataforma, utilizamos el anteojo de telescopio del instrumento: éste, en su ocular, tiene un retículo con el que podemos determinar el eje óptico del sistema. La idea es desplazar sobre la plataforma la cabeza del receptor, de modo que al girar la plataforma con esta cabeza en una posición dada, el receptor coseno se observe en todo momento centrado en el retículo, como muestra la Figura II.13.

Una vez centrado (lo cual garantiza la perpendicularidad de los ejes de giro y óptico), se procede a iluminar el receptor con una fuente estable. La idea es detectar, por medio de esta medida, la variación de la respuesta del instrumento conforme al ángulo de incidencia de la radiación. Utilizamos un láser de He-Ne de 10 mW (la longitud de onda de emisión es 632.8 nm, la línea que vamos a medir), que expandimos y colimamos adecuadamente, para lograr la incidencia de un haz sensiblemente plano en el receptor. El motivo de usar tal fuente es doble: por un lado, es monocromática, a efectos de nuestro instrumento, lo cual nos permite medir la intensidad recibida en el receptor a través de una integración muy simple de la medida obtenida. Por otro lado, es muy estable. Y por último, la fuente láser es puntual y por definición está perfectamente colimada. Un ramal de dicha fuente se extrae del haz incidente con una lámina de vidrio de baja reflectancia. En el haz reflejado se coloca una fotocélula de silicio cuya medida monitorizamos constantemente, a fin de comprobar la estabilidad de la fuente láser

(los errores medidos en el haz principal serán proporcionales a las variaciones en este haz). Durante las medidas que aquí se presentan, no se registraron fluctuaciones apreciables de la intensidad medida.

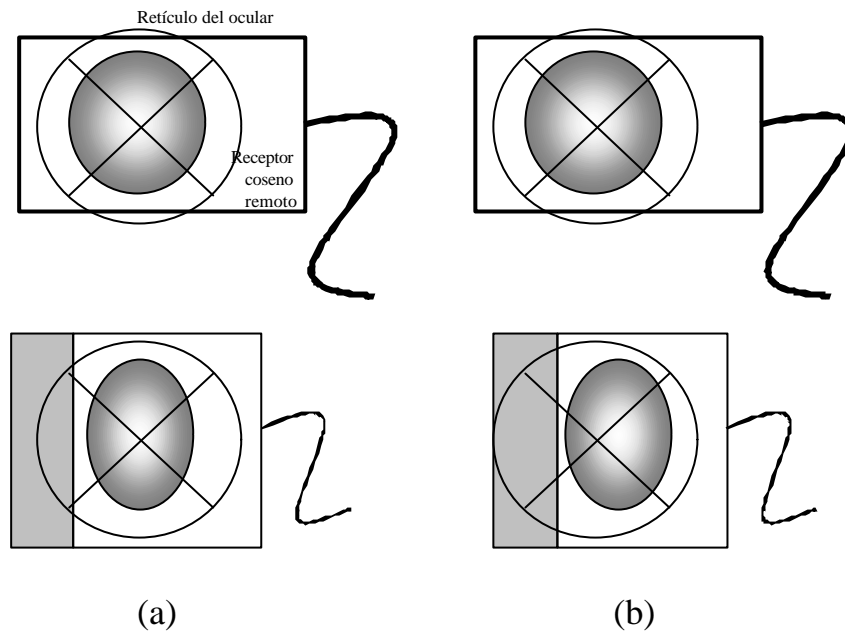


Figura II.13: Posición respecto al retículo del ocular de la cúpula del receptor coseno en vistas perpendiculares al eje óptico (superiores) y giradas en la plataforma del goniómetro (inferiores). (a) Posicionamiento correcto, garantizando perpendicularidad. (b) Posicionamiento incorrecto.

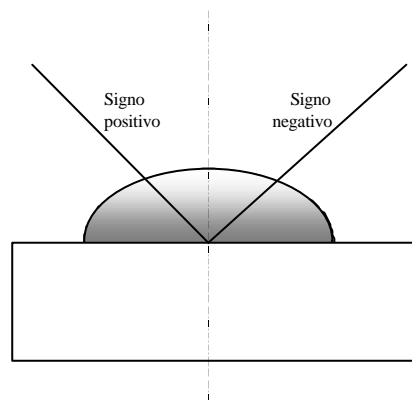


Figura II.14: Geometría y criterio de signos de la medida de la respuesta coseno.

Se tomaron medidas del haz láser en el rango de ángulos $[-90^\circ, 90^\circ]$ siguiendo la geometría indicada en la Figura II.14.

La determinación de la situación de ángulo de incidencia cero no es sencilla. Se intentó medir utilizando la reflexión del haz láser en el receptor coseno, pero ésta era muy difusa y no servía. Se intentó entonces con la determinación visual de la trayectoria del haz sobre el cateto de un cartabón posado sobre el otro cateto en la base del receptor coseno, pero es obvio que este método tiene un alto error, estimamos de $\pm 4^\circ$ como máximo. No obstante, más adelante podremos subsanar a partir de la medida misma, como veremos, por lo que no nos preocuparemos excesivamente en obtener un origen de ángulos más preciso.

Cada rango de ángulos se midió cinco veces, a fin de detectar los errores sistemáticos en la medida. En la Figura II.15 observamos una representación de una de las cinco tandas de medidas, una

vez se han normalizado al máximo de la medida, para poder representar juntos todo el conjunto de ángulos de cada una de ellas.

Antes de centrarnos en la respuesta coseno, podemos verificar mediante la medida de esta línea láser las características que acabamos de determinar, como repetibilidad y error en longitud de onda. De la observación de estas medidas se concluye que la estabilidad de la respuesta del Li-Cor (en función del número de medidas, es decir, la repetibilidad) es buena en longitud de onda. Para verlo de un modo más fino, podemos calcular, a través del método ya descrito, dónde caen los centros de las líneas medidas en cada caso. Observamos entonces que la desviación entre las medidas es despreciable. Con un poco más de detalle, en la Tabla II.6 observamos el promedio total de los centros determinados y la desviación estándar total. Se analiza también el caso en que se toman, en vez de todas las medidas, aquéllas que involucran ángulos menores de 60° .

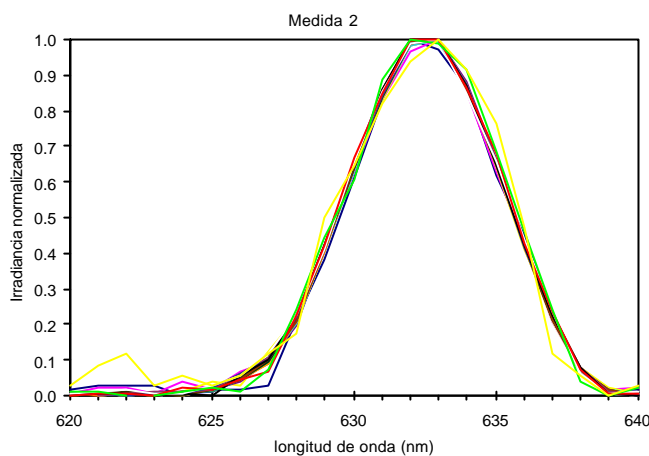


Figura II.15: Repetibilidad de una de las cinco tandas de medidas de la línea de un láser de He-Ne.

Como vemos, el considerar ángulos menores de 60° en nuestro cálculo induce un menor error. Éste viene del hecho de que las medidas en ángulos superiores están afectadas por una menor respuesta del instrumento, al llegar menor cantidad de radiación al mismo (por la ley coseno). En la Figura II.16 se observa cómo las medidas a ángulos mayores tienen una mayor dispersión en el cálculo de los centros, así como que se incrementan especialmente en ángulos altos.

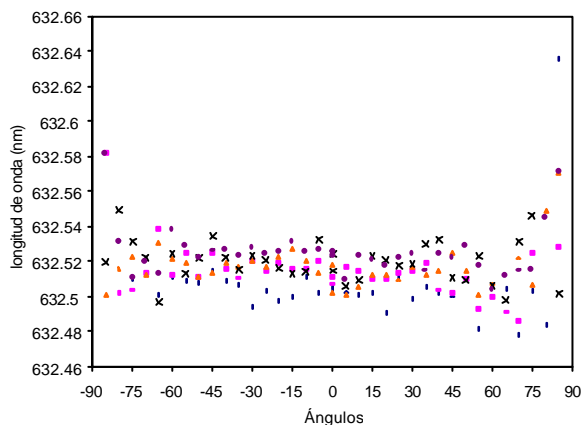


Figura II.16: Centros de las medidas del láser de He-Ne para los diversos ángulos de incidencia del haz.

Promedio total (nm)	632,517
DesvEst total	0,018
Promedio ángulos <60°	632,515
DesvEst ángulos <60°	0,010

Tabla II.6: Determinación del centro de la línea del láser de He—Ne empleado, a través de la media sobre todos los ángulos de medida (dos primeras filas) y a través de todos los menores de 60° (inferior).

En función del ángulo, por lo tanto, no se detectan variaciones destacables, pues del ángulo con el que entre la radiación en la óptica de entrada no nos puede depender la respuesta en longitud de onda, ya que ésta depende de características del monocromador. No obstante, conviene resaltar aquí la determinación de la desviación en longitud de onda del instrumento para esta radiación, que seguimos obteniendo de manera muy precisa, como vemos, de

$$\delta = 632.8 - 632.515 = \mathbf{0.285 \text{ nm}}$$

dato que está bastante de acuerdo con los que ya teníamos, no desviando la tendencia que en ellos aparece.

El mismo cálculo descrito en apartados anteriores permite, como vimos, determinar la altura a anchura mitad (FWHM) de la función instrumental del aparato, a través de la FWHM de la medida de la línea del láser. Los cálculos, como en los centros, se hacen para todos los ángulos y medidas de la línea, obteniendo un valor más de este parámetro, que añadir a los ya obtenidos en la medida de lámparas espectrales. La Tabla II.6 resume los resultados, discerniendo de nuevo entre promediar a todas las medidas o hacerlo únicamente sobre las de ángulos menores de 60°. Se obtiene, de nuevo, una mejora considerable en la determinación cuando nos restringimos a ángulos menores de 60°. Notemos que la resolución del instrumento, pues, es de $6.25 \pm 0.07 \text{ nm}$ para la longitud de onda de 632.8 nm. La Figura II.17 recoge los anteriores resultados.

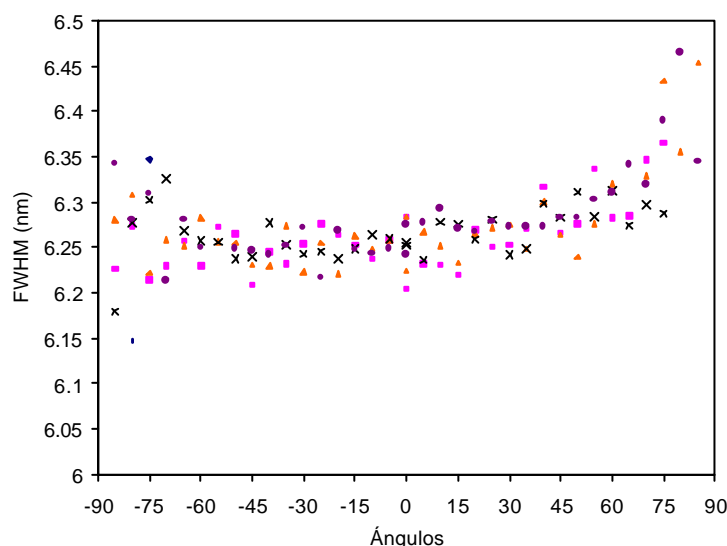


Figura II.17: FWHM de las medidas de la línea del láser de He-Ne para los diversos ángulos de incidencia del haz. En cada ángulo hay cinco medidas.

Promedio total (nm)	6,275
DesvEst total	0,106
Promedio ángulos <60°	6,252
DesvEst ángulos <60°	0,077

Tabla II.7: Determinación de la FWHM de la línea medida, a través de la media sobre las medidas en todos los ángulos de medida (dos primeras filas) y a través de todos los menores de 60° (inferior).

Vayamos ahora con el estudio que animaba este apartado: la determinación de la respuesta coseno de la óptica de entrada del instrumento. Para ella, se integra la irradiancia medida en el intervalo de longitudes de onda que abarca la línea, obteniendo un resultado para cada ángulo, y se normaliza utilizando el máximo de estos valores. Se contrasta la tendencia angular de la respuesta normalizada, así obtenida, con la de una función coseno perfecta, con centro en el ángulo de incidencia de 0°. Obtenemos, sin ningún tratamiento más, la gráfica de la Figura II.18, en que se observa la diferencia entre estos resultados y el obtenido integrando en todo el intervalo espectral medido sin haber separado la línea.

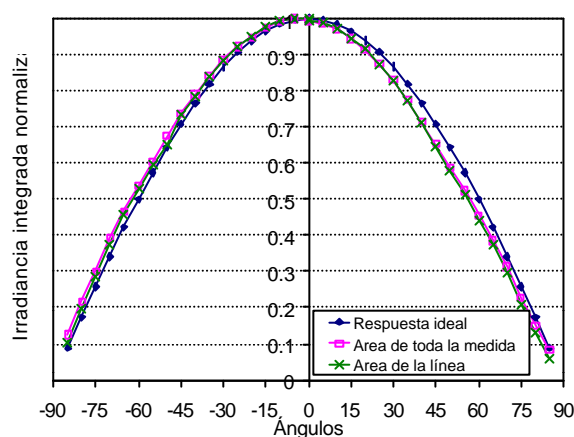


Figura II.18: Respuesta coseno tal y como se midió, sin ningún tratamiento posterior. Se hace utilizando el área de toda la medida (cuadrados) y de la línea medida (x).

Las diferencias relativas se muestran en la siguiente Figura II.19, para ambos casos. Observamos claramente una desviación que nos induce a pensar en el error experimental de la determinación del ángulo de incidencia cero. Como hemos dicho, esta determinación conlleva un alto error, que, sin embargo, aquí podemos subsanar sin perjuicio alguno de la medida, ya que utilizamos los datos obtenidos a través de ella sin perder información.

El método es el siguiente: se toma un muestreo angular de mucha más resolución (0.5° y no 5°) interpolándose los valores intermedios a partir de los obtenidos en las medidas. Se procede entonces a calcular la medida desplazada un paso de ángulo y a volver a compararla con la función coseno ideal. De este modo, encontraremos un ángulo para el cual la desviación es mínima. Este será, por fuerza, el desplazamiento de la medida respecto al origen, y el origen o ángulo cero que deberemos tomar en la misma. La figura siguiente y sucesivas (Figuras II.20 y siguientes) están calculadas para el caso de que se integre únicamente en la línea medida. Con ayuda de esta gráfica, se acaba determinando que el ángulo de incidencia cero estaba desplazado 2.1°.

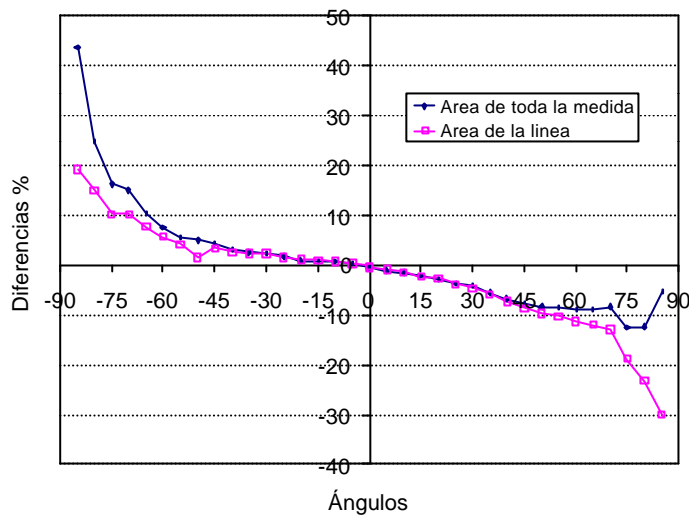


Figura II.19: Diferencias con respecto a la respuesta ideal en los dos casos de la figura anterior.

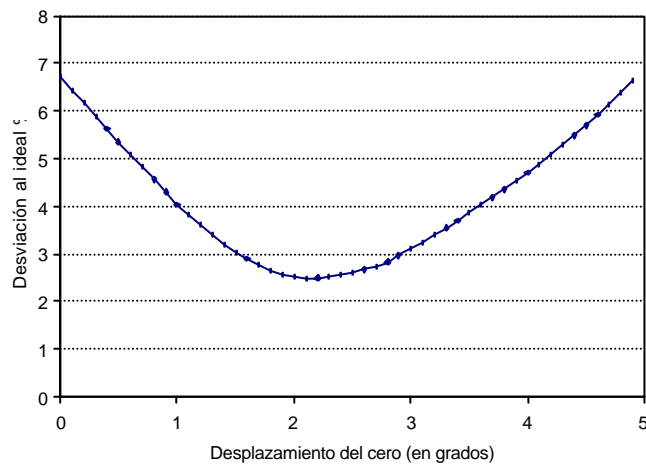


Figura II.20: Desviación con respecto al ideal en función del desplazamiento en grados que se le dé a la medida.

Una vez planteado este desplazamiento, y corrigiéndolo sobre las medidas, obtenemos la nueva gráfica de respuesta coseno comparada con la ideal (Figura II.21), y sus diferencias (Figura II.22).

De estos resultados deducimos que la óptica de entrada de nuestro sistema se ajusta aceptablemente a la respuesta coseno ideal, siendo el error respecto a ella menor del 5% para ángulos menores del 75°, la cual es incluso superior a la mayor parte de las respuestas encontradas en la bibliografía. No obstante, conviene destacar la asimetría puesta de manifiesto en el último resultado mostrado: esta *dependencia acimutal* de la respuesta coseno puede influir en las medidas de irradiancia global. En cualquier caso, solamente es menor del 5%.

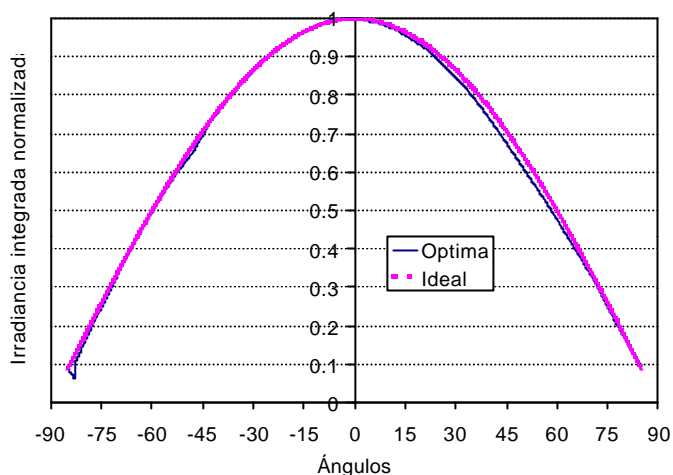


Figura II.21: Respuesta coseno que se obtiene cuando se corrige la medida desplazándola un ángulo dado por la minimización de la Figura II.19.

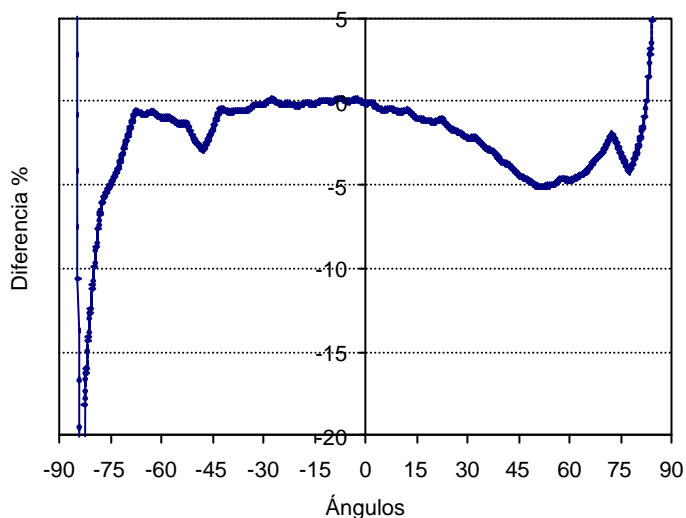


Figura II.22: Desviación con respecto al ideal en función del ángulo de incidencia, una vez corregida la medida como indicaba la Figura II.19.

En cuanto a los problemas cuando el haz colimado llega en ángulos superiores a 75°, debemos explicar brevemente la disposición real del receptor coseno remoto. Si realizamos un corte imaginario en el mismo, observaríamos, como en la Figura II.23, que el difusor se encuentra ligeramente enclavado en el conector del mazo de fibra óptica. Esto provoca una ligera sombra, que hemos detectado que comienza a aparecer a partir de los 65°. No obstante, hemos comprobado en estas medidas que a partir de 75° este viñeteo termina por desviar la respuesta de la ideal.

Podríamos hacer un estudio detallado de la desviación que provocaría sobre una medida de irradiancia global, mediante la simulación de la misma a través de la radiancia del cielo y aplicando la respuesta medida sobre esta radiancia. Sin embargo, dado que las medidas que se emplearán en el resto del trabajo van a ser de irradiancia directa, hemos preferido no profundizar más en este estudio. Debemos hacer notar que cuando el Li-Cor se emplea en medidas de directa, como las que

encontraremos en este trabajo, la incidencia de la radiación es normal, debido a que el sistema se coloca apuntando de frente al sol.

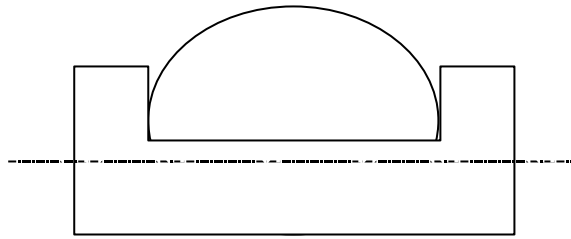


Figura II.23: Geometría de un corte en el receptor coseno, en el que se aprecia la zona que puede sombrear al domo en una medida con ángulo elevado.

II.2. SISTEMA SEGUIDOR SOLAR

En este apartado se va a resumir el funcionamiento del sistema de seguimiento solar que se acopla al Li-Cor 1800, el cual se describe con detalle en [Vergaz, 2000]. Este sistema fue diseñado y desarrollado en el GOA-UVA, y es un sistema completo e independiente que puede ser admitido por cualquier otro aparato de características similares. En conjunto, acondicionamos la entrada del espectrorradiómetro en un entorno que permite la fiabilidad, repetibilidad y precisión de sus medidas, así como la mayor comodidad posible para el usuario. La necesidad de un sistema seguidor surge de la de tener medidas de tipo directo (irradiancia directa) durante largos periodos de tiempo sin intervención constante por parte del experimentador.

Así, pasaremos a resumir someramente los aspectos mecánicos, electrónicos e informáticos desarrollados para la implementación del sistema de seguimiento solar. Dado su carácter de “detener” al sol en el sistema de referencia afín a él, recibió el nombre de *Josué*.

Durante el desarrollo los pasos que se fueron dando resultaron ser cronológicamente los siguientes: inicialmente fue desarrollada una versión del aparato que se movía únicamente bajo control por software. Esta forma de movimiento, “a ciegas”, será denominada rigurosamente hablando “en lazo abierto” en lo sucesivo. Josué I es el prototipo que funcionó con este sistema. Posteriormente se decidió mejorar el mismo con una segunda versión, Josué II, que detectara físicamente la posición del sol a través de un sistema sensor, y dada la realimentación implicada es técnicamente un sistema “en lazo cerrado”.

II.2.1. Descripción mecánica y de los elementos

El sistema seguidor Josué I va acoplado a una estructura de tipo altacimutal, es decir, que debe permitir los movimientos en sentido acimutal (horizontal, a estos efectos) y en altura (o vertical). Por ende, bastan dos motores para mover el sistema: uno en un eje vertical cenit-nadir que controla el movimiento acimutal, y otro en un eje acimutal en el plano del horizonte que controla el movimiento vertical en su giro.

La elección de este tipo de montura y no de la ecuatorial, cuyo movimiento seguidor sería más sencillo, se realizó con vistas a otro tipo de observaciones posibles futuras en las medidas de caracterizaciones de componentes atmosféricos (como medidas a lo largo de los planos principales¹ o de almucántar²), se optó por diseñar un sistema más versátil para conseguir fácilmente dichos movimientos, aun a costa de complicar un tanto el diseño.

De esta manera, la montura utilizada es una horquilla que permite los movimientos en acimut y altura, estando los ejes de ambos movimientos determinados por los ejes de sendos motores paso a paso, de giro 7.5° , a los que se añade una caja de engranajes con una desmultiplicación de 250, de modo que cada paso equivale a un giro de $1'48''$ de arco. Hay un motor cuyo eje acoplado a la horquilla determinará el eje horizontal, siendo el motor que controle los movimientos en altura, y un motor cuyo eje determinará el vertical, controlando los movimientos en acimut. Los motores son de cuatro fases, unipolares, de imán permanente³, y de un par de mantenimiento de 155 mNm.

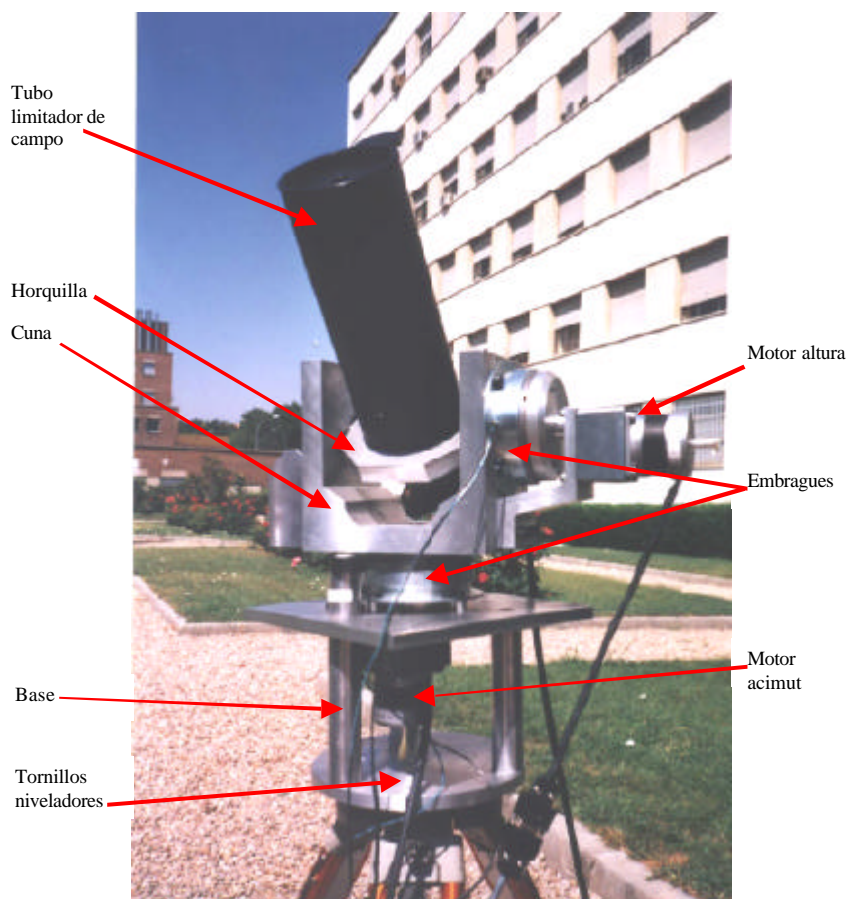


Figura II.24: Diagrama del sistema seguidor desarrollado para acoplar al Li-Cor.

Afín al eje de cada motor va dispuesto un embrague. Estos embragues inhiben el movimiento cuando están activados. De esta manera, una vez que se pone en estación el seguidor, habiéndolo

¹ Planos de acimut constante.

² Plano de altura constante.

³ Es decir, que sufren un par residual de detención incluso sin estar alimentados.

movido libremente en los dos ejes hasta enfocar el sol en la mira del tubo limitador de campo (ver Figura II.3), antes de cualquier otra operación, se conectarán los embragues, de modo que el sistema ya no podrá ser movido por el operador sino a través de los motores. Los embragues consumen 2A y necesitan una alimentación de 12 V DC. Su par es suficientemente alto como para aguantar el peso del tubo y evitar movimientos ajenos a la operación (viento, leves empujones), pero suficientemente pequeño como para permitir que actúe el que desarrollan los motores con la desmultiplicación añadida. La Figura II.24 representa la montura utilizada, la cual ensambla en sus ejes principales el tubo limitador de campo descrito al inicio del capítulo.

La base del planteamiento mecánico es obtener y conservar la horizontalidad del sistema, ya que ésta se demuestra crítica a la hora de mantener un correcto alineamiento con el sol durante el movimiento “a ciegas”, es decir, siguiéndolo vía software a partir de las ecuaciones de movimiento solar. Por ello, el sistema está montado sobre una plataforma con tres tornillos sin fin situados formando un triángulo rectángulo, uno fijo o de apoyo, y dos móviles, cuyo giro permite levantar o bajar alguno de los lados. Un nivel de doble brazo (o un nivel de burbuja semiesférica) bastará para ajustar la horizontalidad de la plataforma con una precisión suficientemente razonable⁴. Obtener la horizontalidad es realmente lo que en la práctica lleva la mayor parte del tiempo al poner en estación el sistema seguidor.

Dado que el motor de altura está situado en un lateral de la horquilla, para conseguir que las tensiones estén compensadas y se produzcan movimientos sólo de rotación y no de arrastre es necesario colocar un contrapeso en el lado opuesto al del motor. Este contrapeso es simplemente un bloque de plomo. El sistema en su totalidad pesa unos 10 kg.

En el tubo limitador de campo, tenemos dos sistemas solidarios, dispuestos de forma **estrictamente paralela** (principal requerimiento desde el punto de vista mecánico de su construcción, pues si nos son paralelos, ninguna de las conclusiones obtenidas será válida), como se aprecia en la Figura II.3, a la cual remitimos al lector. El inferior es el ya descrito por el que la radiación llega al receptor coseno, acoplado en su parte posterior. El sistema superior consiste en una mira simple: una placa prominente delantera con un orificio cilíndrico que la atraviesa, proyectando la luz en línea paralela al eje óptico del sistema inferior. La proyección sobre la placa trasera, situada a la altura del receptor, será una buena referencia visual, por tanto, para confirmar el correcto seguimiento del aparato, pues lo tendremos garantizado cuando el pincel de luz solar esté correctamente centrado en esta mira de la placa posterior. Este sistema es el que permite hacer medidas manuales de irradiancia directa.

Josué II introducía mejoras: un sistema de movimiento en lazo cerrado, utilizando para la detección de la posición del sol un detector de cuadrante (remitimos al lector a [Vergaz, 2000] para ampliar información). Se ha acoplado un tercer sistema alineado a los anteriormente descritos en el tubo limitador de campo, consistente en una segunda mira que proyecta la luz sobre un fotodiodo de cuadrante. Las señales procedentes de éste sirven para mantener la posición del tubo limitador de campo, mediante una realimentación que termina conformando un sistema en lazo cerrado. Este sistema no estuvo presente en la toma de las medidas empleadas en este trabajo. Dicho sistema se está adaptando al espectrógrafo de UV EPP3000.

⁴ Como veremos más adelante, el mantenimiento de una buena horizontalidad en la plataforma que sirve de base al sistema es suficiente para mantener el seguimiento “a ciegas” durante más de cuatro horas, en circunstancias favorables.

II.2.2. Breve descripción eléctrica y electrónica

Una vez descrito el sistema seguidor, vamos a describir someramente cómo se dispone la comunicación entre los distintos sistemas. Existe una interconexión entre el ordenador de control y los motores de movimiento. Además, necesitamos la alimentación que debemos pasar a los embragues y a los motores, que es de 12V.

Todo ello nos obligaba a un considerable cableado. Lo resolvimos mediante una caja de conexiones, de un tamaño de 40x25x15 cm. En su interior dispusimos una fuente de alimentación de 12 V, capaz de convertir la tensión alterna externa de la red de distribución en corriente continua. También dispusimos la placa electrónica de acondicionamiento de las señales para los motores y todo el cableado necesario para las interconexiones que necesitamos, convenientemente refrigerados gracias a un ventilador.

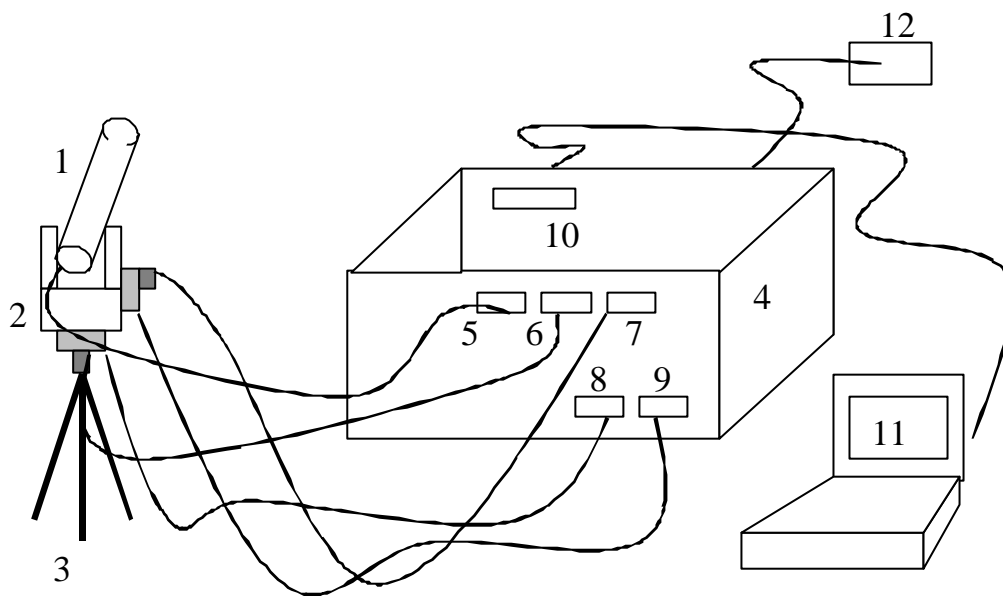




Figura II.25: Esquema de interconexión de los distintos elementos del sistema seguidor: Las partes detalladas son: 1: tubo limitador de campo con mira (y, opcional, detector de cuadrante); 2: sistema seguidor (con  embragues y  motores); 3: trípode; 4: caja de conexiones y electrónica; 5: entrada detector de cuadrante (opcional); 6: salida al motor de acimut; 7: salida al motor de altura; 8: alimentación embrague acimut; 9: alimentación embrague altura; 10: conector al puerto paralelo del PC; 11: PC; 12: red de alimentación a 220 V o batería a 12 V (la entrada a la caja es conmutable).

El sistema seguidor puede estar a una distancia considerable de la caja de conexiones (hasta 20 m) y de ahí al puesto de control tan lejos como permita un cable de conexión paralelo-paralelo de la caja al ordenador, así que podemos mantener el programa de control en un ordenador portátil, o en un PC en un despacho interior cercano al puesto de medida, que fue lo que habitualmente se hizo en la toma de las medidas descritas en el presente trabajo.

La idea de la que parte el programa de control es la siguiente: las comunicaciones que se mantienen con los motores del seguimiento (y también con el detector de cuadrante en el caso de Josué II) son realizadas a través del puerto paralelo de un PC. Nuestro programa nos sirve para mandar las señales a los motores de la forma más sencilla: escribiendo directamente en el registro de datos del puerto paralelo (en Josué II el registro de estado lee a su vez los datos del detector de cuadrante).

Teniendo en cuenta las especificaciones de los motores, las señales TTL que salen por el puerto paralelo necesitan un acondicionamiento previo antes de entrar en ellos. La señal que llega a los motores debe estar amplificada, al menos en intensidad, ya que necesitamos 0.39 A por fase para moverlos. Finalmente, optamos por llevar la señal a unos *drivers* integrados en el ULN2003, el cual contiene siete etapas Darlington de amplificación⁵.

Presentamos un esquema (Figura II.25) de la disposición de todos los elementos descritos hasta ahora, y que conforman definitivamente el sistema de seguimiento.

II.2.3. Software de control

Estudiamos ahora las líneas maestras del programa de control. El diagrama de flujo del sistema Josué II, en el que está incluido el de Josué I, puede establecerse como se ve en la Figura II.26:

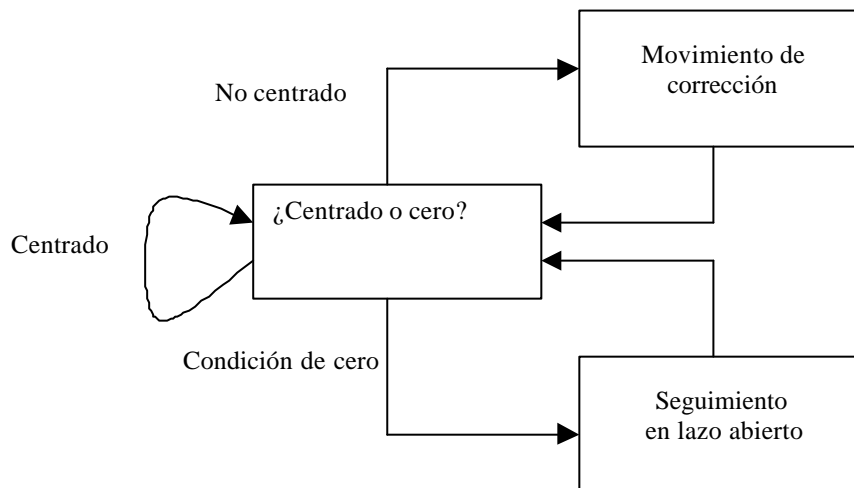


Figura II.26: Diagrama de flujo del control del sistema seguidor.

Resumimos su funcionamiento, teniendo en cuenta que la parte inferior de la Figura II.26 se refiere a Josué I, y la parte de lazo cerrado es propia de Josué II, que implementa la detección de cuadrante: el programa deja el control al sistema de seguimiento en lazo abierto (“a ciegas”), el cual calcula la posición del sol en cada momento a partir de las coordenadas geográficas y la hora. En Josué II, esta parte de control se da si el programa inicialmente verifica que el sistema está centrado (todas las entradas que provienen del detector de cuadrante a uno) o bien que está en condición de cero, como hemos nombrado en el diagrama, significando que a ninguno de los cuadrantes está llegando ni siquiera el umbral de iluminación. Esto puede haber ocurrido por dos causas: porque el sistema se ha perdido (y después de nuestras verificaciones, la causa de esa desorientación sólo podría deberse a un empujón o algún otro tipo de causa externa ajena al sistema), o porque se ha interpuesto una nube que impide el seguimiento en el detector de cuadrante. De este modo, si la causa de la desorientación es una nube, cuando termine de pasar los niveles del detector de cuadrante volverán a superar el umbral y se pasará

⁵ Otros motores, como los bipolares de mayor par, necesitan hasta 0.6 A. También hemos trabajado con algún motor de este tipo, para el cual los *drivers* empleados son ligeramente diferentes. Un ULN2068 puede suministrar hasta 1.5 A y es más que suficiente para moverlos, si bien el calentamiento es más crítico. Éste se resuelve de dos formas: con la placa de circuito impreso, aumentando la superficie de cobre conectada a tierra; y con un radiador disipador de calor, de placas, que abraza al circuito integrado.

de nuevo el control al sistema gobernado por las señales del cuadrante. Cuando alguno de los elementos baje su nivel de tensión por debajo del umbral, entrará en juego el sistema de corrección, parte del programa que, a partir de la lectura del cuadrante, mueve los motores en el sentido hacia el que la iluminación es máxima, corrigiendo la dirección del tubo hasta hacerla coincidir con la del sol.

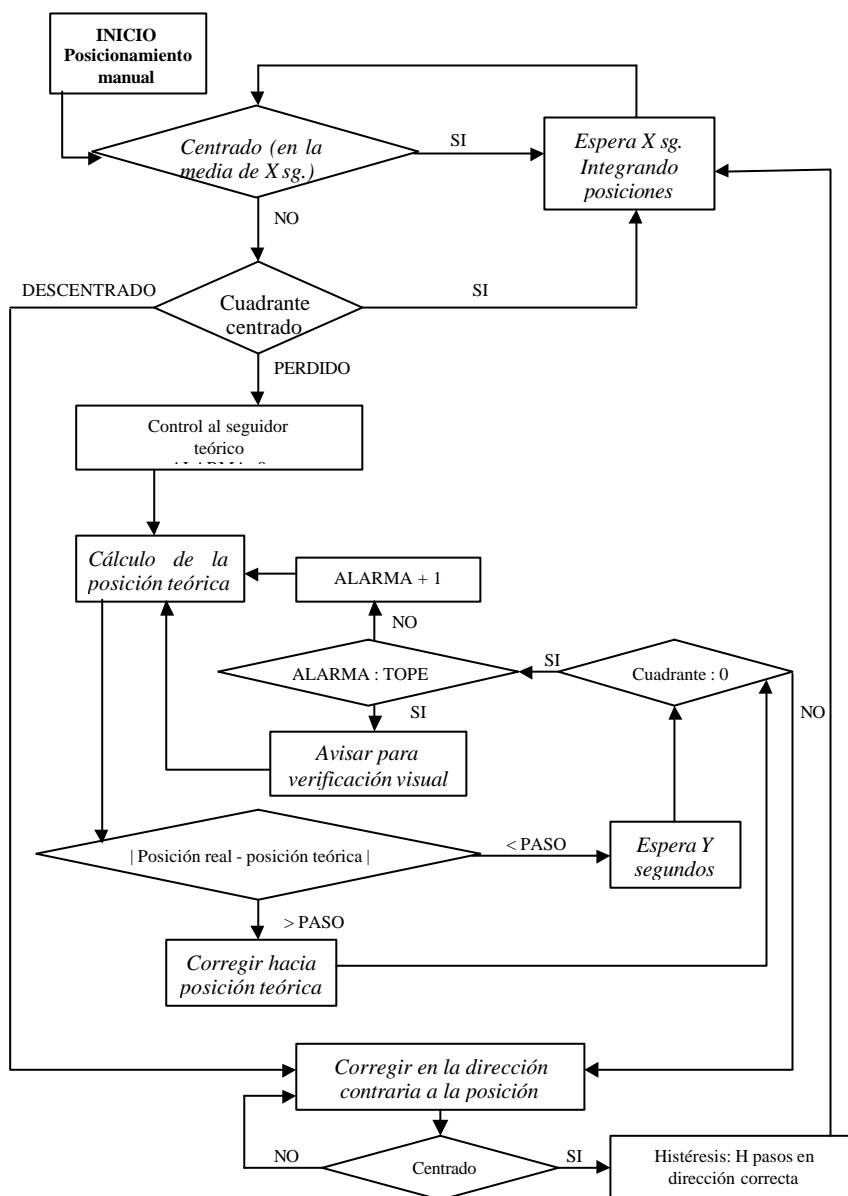


Figura II.27: Organigrama detallado del software de control.

El programa, pues, una vez arrancado, lee constantemente el registro de estado del puerto paralelo. Cada cierto tiempo, determinado por el usuario (y que se puede ajustar según la hora del día, ya que por ejemplo en las primeras y últimas el desplazamiento en altura del sol es más rápido que en las horas centrales, donde es casi imperceptible) halla cuál ha sido el máximo de las lecturas del cuadrante (por ejemplo, si la mayor parte de ese tiempo se la pasó con el haz de luz por debajo de él) y si no estaba centrado pasa el control al módulo de corrección, que mueve el tubo hasta centrarlo de nuevo (en el caso anterior, arriba hasta volver a leer un centrado en la lectura del cuadrante). Para ello, cada vez que

se da un número de pasos determinado a los motores (dado por el programador a voluntad) se verifica la posición del detector, y se añade un número de pasos, en la misma dirección de corrección que los anteriores, también determinado por el usuario. Así estamos centrando más, corrigiendo más de lo necesario la posición, para que la próxima vez que se salga la mancha del cuadrante tarde más en hacerlo (ya que la tendencia del movimiento del sol es constante, saliendo del noreste en verano, sudeste en invierno o este el resto de las estaciones y subiendo mientras viaja al sur, bajando tras cruzar el plano meridiano y dirigiéndose en su puesta al noroeste en verano, sudoeste en invierno u oeste el resto de las estaciones). Conformamos con todo ello una realimentación de baja ganancia, con menores consumos. Antes de dejar el control a esta parte del programa, existe una parte interactiva con el usuario, que permite la puesta en estación del sistema en ambos prototipos. Una vez que se monta mecánicamente (operación que no debe llevar más de cinco minutos) se dirige el tubo a la dirección del sol⁶, se conectan los embragues y se lanza el programa, entrando en este modo inicial interactivo. En él, se permite al usuario hacer movimientos con el tubo controlados por las flechas de cursor del teclado del ordenador, con el paso que desee, hasta que encuentre perfectamente centrado el sistema observando la mira⁷. En ese momento, si lo desea, puede pasar el control al programa seguidor.

El usuario siempre puede salir del programa de control para recuperar el mando inicial de movimientos que pueden corregir la posición del sistema de forma manual. El diagrama de flujo detallado de Josué II se puede seguir en la Figura II.27.

El sistema seguidor en lazo abierto (Josué I) ha probado tener una autonomía mayor de cuatro horas en lugares alejados entre sí como fueron Renedo de Esgueva (Valladolid), el Observatorio Astronómico de Sierra Nevada (Granada), la Estación de Seguimiento Espacial de Robledo de Chavela (Madrid) y la estación “El Arenosillo” del INTA (Instituto de Técnicas Aeroespaciales, Huelva), lugares donde el GOA-UVA ha realizado mediciones de irradiancia directa utilizando el sistema descrito. Las medidas automatizadas usadas en este trabajo se realizaron también con este primer prototipo.

Cabe decir que se está desarrollando actualmente un prototipo Josué III en el que se detecta la aparición de lluvia o la noche para proceder a aparcar el sistema y protegerlo, de modo que sea ya totalmente autónomo (sin tener que ponerlo en estación cada mañana).

II.3. FOTÓMETRO CIMEL: DESCRIPCIÓN Y CARACTERÍSTICAS. RED AERONET

Pasamos a describir el fotómetro Cimel 318A que fue colocado en El Arenosillo sustituyendo al Li-Cor 1800. Una muestra de cómo se dispone en la terraza de medida se observa en la Figura II.28.

Este fotómetro, fabricado en Francia por la compañía Cimel, posee un detector doble: es capaz de medir radiación directa del sol, y de medir por otro lado radiancia del cielo, con un sistema automático de movimiento en una montura altacimutal. La cabeza óptica consta de dos tubos limitadores de campo, logrando un rechazo de *stray light* de 10^{-5} , con un campo de iluminación límite de 1.2° (FOV, *field of view*) en ambos, teniendo una apertura 10 veces mayor el utilizado en radiancia del cielo, a fin de conseguir un rango dinámico mejor. La cabeza sensora tiene ocho filtros interferenciales colocados en una rueda movida por un motor paso a paso, un fotodiodo de silicio, un sensor de temperatura para

⁶ Si no estuviera despejado, se podría hacer manualmente con el programa de control, poniéndolo horizontal y hacia el sur, para después mover el tubo hasta la posición calculada.

⁷ O bien hasta colocarlo en la posición deseada para hacer otro tipo de medidas, como las de radiancia.

corregir su efecto en las medidas del filtro a 1020 nm y los diferentes componentes electrónicos. Esta cabeza está sellada adecuadamente para prevenir la humedad.

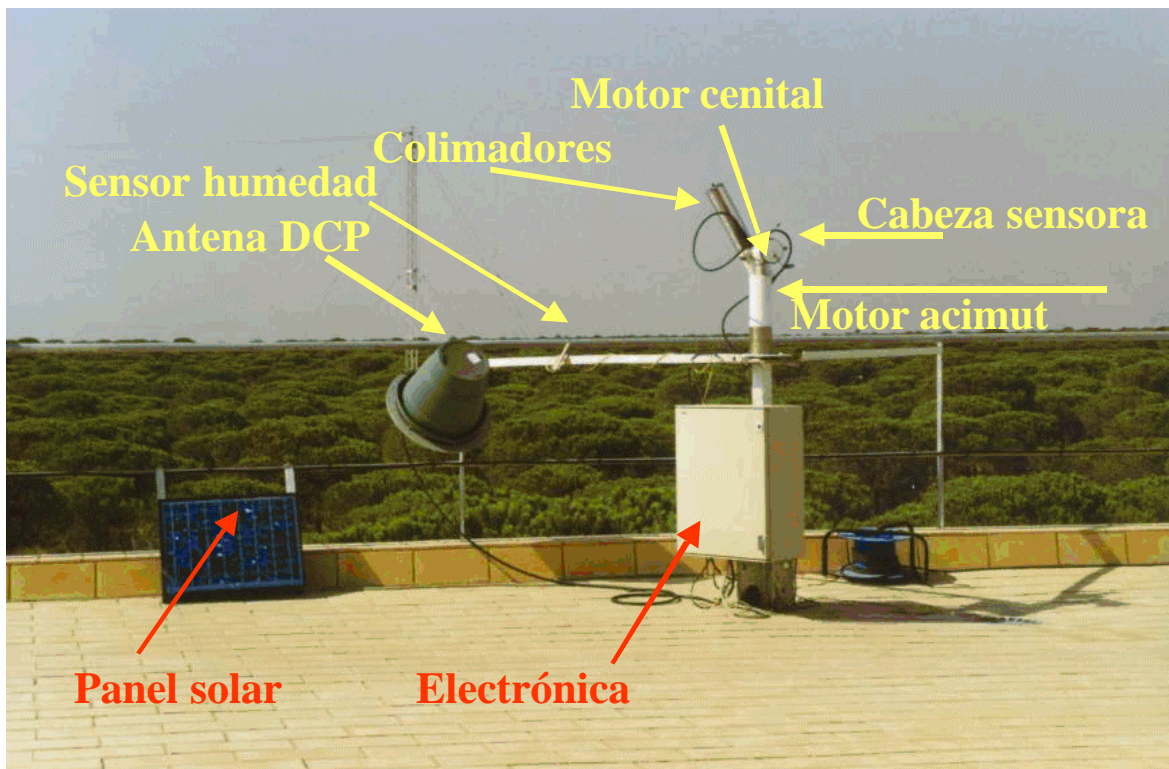


Figura II.28: El Cimel en la terraza de medidas de El Arenosillo.

Observamos en la Figura II.28 la disposición de los distintos elementos con los que trabaja. El sensor (tras el par de tubos colimadores) y el robot (más abajo), que están actuando en el momento de realizar la fotografía, llevan sus señales y reciben su alimentación desde la caja situada bajo ellos. Una antena direccional orientada convenientemente envía cada media hora los datos medidos al satélite MeteoSat. El panel solar que se encuentra a la izquierda recarga las baterías de la antena y la alimentación general mantiene al robot seguidor operativo. En el centro de la imagen se aprecia el sensor de humedad, que detecta las condiciones de lluvia en las que el robot aparca el sistema y anula las medidas.

El sistema por defecto está en una posición de reposo, en que los colimadores se hallan apuntando al suelo con una ligera inclinación, la cual permite que la lluvia resbale y en ningún caso penetre en ellos. Por su parte, el sensor de humedad es un simple circuito impreso de carácter resistivo: si la humedad termina conectando las diferentes vías, la señal enviada inhibe cualquier movimiento del sistema distinto de la posición de aparcado.

En el robot existen 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 es parecido al diseñado en nuestro caso: un microprocesador calcula la posición del sol basándose en coordenadas del tiempo y de localización como entradas, y dirige la cabeza del sensor aproximadamente hacia el sol, después de lo cual un detector de cuadrante apunta al sol precisamente en el instante previo a una medida programada. Después de completar una medida de rutina, el instrumento vuelve a la posición de reposo, esperando la siguiente secuencia de medida.

Los datos obtenidos se llevan bajo el control de un programa a un DCP (*Data Collection Platform*, Plataforma de Recogida de Datos) usado habitualmente en el sistema de telemetría de satélites geoestacionarios.

II.3.1. Concepto de medida.

El fotómetro usado en El Arenosillo tiene ocho filtros que permiten las medidas en las longitudes de onda de 440, 670, 870 y 1020 nm para los estudios de aerosoles, 936 nm para el vapor de agua, y tres filtros polarizadores (en ángulos de polarización separados 120° entre sí) en 870 nm para la medida de radiancia del cielo. La medida básica se compone de tres observaciones espectrales (*triplete*) tomadas con una separación de 30 segundos entre cada una de ellas. El programa de medidas toma tripletes cada 15 minutos, y a su vez conforma una serie a masas ópticas escogidas para realizar calibrados Langley por la mañana y la tarde. Se realizan tripletes porque la variación de la medida debida a las nubes tiene una frecuencia mucho mayor que la debida a los aerosoles, y se manifestaría en una variación observable en los datos digitales originales.

Dos secuencias de medidas básicas de la radiancia del cielo son el **almucantar** y el **plano principal**. La medida de **almucantar** consiste en una serie de medidas tomadas con un ángulo cenital constante, y ángulos de acimut específicos en relación con la posición del sol. Durante la secuencia de medida para uno de los cuatro canales, el instrumento hace una medida del sol, comienza el barrido de la aureola junto al disco solar (entre -6 y 6° desde él) y continúa los 360 grados de acimut durante aproximadamente 40 segundos. La secuencia de **almucantar** se hace típicamente con una masa óptica de aire de 2 o menor para mantener ángulos grandes de dispersión.

La secuencia de **plano principal** opera mayoritariamente de la misma forma pero en planos de ángulo acimutal constante. Como los ángulos de dispersión son constantes con el ángulo cenital, estas observaciones se hacen para masas ópticas de aire entre 2 y 1, coincidiendo con la menor efectividad de las medidas de **almucantar**.

II.3.2. Estabilidad del instrumento y exactitud del calibrado.

Para calibrar los canales de radiancia del cielo se utiliza una esfera integradora de 2 metros del Goddard Space Flight Center (G.S.F.C.) de la NASA, y para los canales de irradiancia directa se usa el método de Langley o una intercomparación con un instrumento patrón. Los valores de corriente de oscuridad muestran una variación de ± 1 cuenta digital, siendo los valores típicos al medir de 2000 a 15000 cuentas, dependiendo de la masa de aire y del espesor óptico. Respecto a la estabilidad del calibrado a largo plazo, [Holben et al., 1998] muestran que el calibrado del instrumento decrece entre el 1 y el 5% en 8 meses, dependiendo del canal. Esto es menor o igual que la exactitud absoluta ($\pm 5\%$) de la esfera integradora utilizada en la calibración.

La otra forma de calibrar, en especial los canales de irradiancia directa, es realizar representaciones de Langley. Según [Holben et al., 1998] en 7 meses el voltaje para la irradiancia extraterrestre cambió entre 0.5 y 1.1% en todos los canales salvo el de 1020 nm, que derivó un 2.3%. Abundaremos en este método en el capítulo III.

Finalmente, la forma más usual de calibrar es por intercomparación. Habitualmente, el instrumento patrón es calibrado en el GSFC y con el método de Langley en estaciones situadas a gran altura, como

Mauna Loa. Los coeficientes de calibrado surgen por la comparación del voltaje del instrumento a calibrar con la medida dada por el instrumento calibrado.

Las medidas de la sensibilidad espectral con la temperatura del instrumento [Holben et al., 1998] muestran que sólo los canales de 1020 nm sufrían una variación significativa de la temperatura (0.25 %/°C), garantizando una corrección a una temperatura de referencia en el procesamiento.

Existen diversos patrones para la calibración de los instrumentos. El de primer orden se encuentra en Mauna Loa (Hawai) y es la WMO (Organización Meteorológica Mundial) la encargada del calibrado. Los dos fotómetros Cimel que hasta el momento hemos colocado en El Arenosillo están calibrados en NASA, y también se han realizado intercomparaciones en el Laboratorio de Óptica Atmosférica de la Universidad de Lille. Detallaremos estos y otros resultados en el capítulo III.

II.3.3. Transmisión de datos.

Los datos se transmiten desde la memoria del fotómetro solar a través del DCP⁸ por medio de cualquiera de los 3 satélites geosíncronos GOES, METEOSAT o GMS, a la estación receptora terrestre apropiada. Los datos pueden ser obtenidos en Internet, casi a tiempo real desde prácticamente cualquier lugar del globo.

A cada estación en las redes del GOES y METEOSAT se le asigna una ventana de transmisión de 30 segundos, permitiendo aproximadamente 30 Kbytes por día en 24 transmisiones individuales de algo menos de esos 30 segundos, separadas por intervalos de 1 hora. Durante cada transmisión, el radiómetro envía un paquete de datos e información de estado a la estación receptora central (Wallops Island, VA, USA para GOES; Darmstadt, Alemania para METEOSAT; y Tokio, Japón para GMS). Típicamente se mantienen los datos en los ordenadores de la estación receptora de 3 a 5 días antes de que se sobrescriban. En realidad, lo que se hace es recuperar los datos diariamente desde la estación receptora central, lo cual calificamos como “casi en tiempo real”. Un esquema de cómo se realiza el flujo de los datos enviados por el Cimel instalado en El Arenosillo, ya en concreto, puede consultarse en la Figura II.29.

II.3.4. Sistema de procesamiento.

II.3.4.1. El instrumento y la red

El paquete de datos que envía el radiómetro incluye la fecha, hora, temperatura, voltaje del acumulador, estado del sensor de humedad y hora de la transmisión, así como diferentes niveles de números de identificación. Cuando se bajan los datos desde la estación receptora central, estos datos e información se usan para generar automáticamente un informe de estado y un informe de problemas presentados, siendo ambos enviados automáticamente por correo electrónico a los responsables de mantenimiento del sistema. El informe de estado proporciona una valoración comprensible de la operación del radiómetro y del DCP en ese mismo instante. Para identificar más rápidamente puntos conflictivos se genera un informe de problemas, en el cual se enumera por cada instrumento solamente la información que no se ajuste a los umbrales normales de operación, como por ejemplo bajo voltaje

⁸ El DCP es un sistema gubernamental operado con el propósito de transmitir datos medioambientales de bajo volumen desde lugares remotos para varias instituciones y agencias del gobierno estadounidense.

de acumulador, error de transmisión de la hora, transmisión perdida, etc. Esta aproximación puede identificar problemas con una estación remota que frecuentemente conducen a una solución en el mismo día.

II.3.4.2. Procesamiento de los datos

En el procesado de datos se chequea regularmente la calibración, realizando siempre que es posible un Langley utilizando masas ópticas de 2 a 7. Sobre los datos enviados, se aplican los coeficientes de calibración y se generan los resultados de espesor óptico de aerosoles en el llamado nivel 1.0. Si se aplica posteriormente el algoritmo de eliminación de nubosidad se obtiene el llamado nivel 1.5. Sólo cuando se aplican, a posteriori, los coeficientes de una segunda calibración realizada tras la estancia del instrumento en el sitio de medida, y aplicando la interpolación de los calibrados entre ambos a cada dato enviado, se genera el llamado nivel 2.0, corregido por medio de la calibración.

II.3.5. La red de fotómetros AERONET

Existen en el momento de escribir esta memoria (marzo de 2001) un número de 85 instrumentos Cimel operativos distribuidos en 64 puntos por todo el planeta. Para conseguir una cobertura mundial estos aparatos se han agrupado formando una red llamada AERONET⁹. AERONET (*AErosol RObotic NETwork*) es una red óptica terrestre de monitorización del aerosol atmosférico, soportada por una institución de la NASA (en concreto el Sistema de Observación de la Tierra, *Earth Observing System*) y constituida por aparatos idénticos que poseen diversas agencias nacionales y también varias universidades.

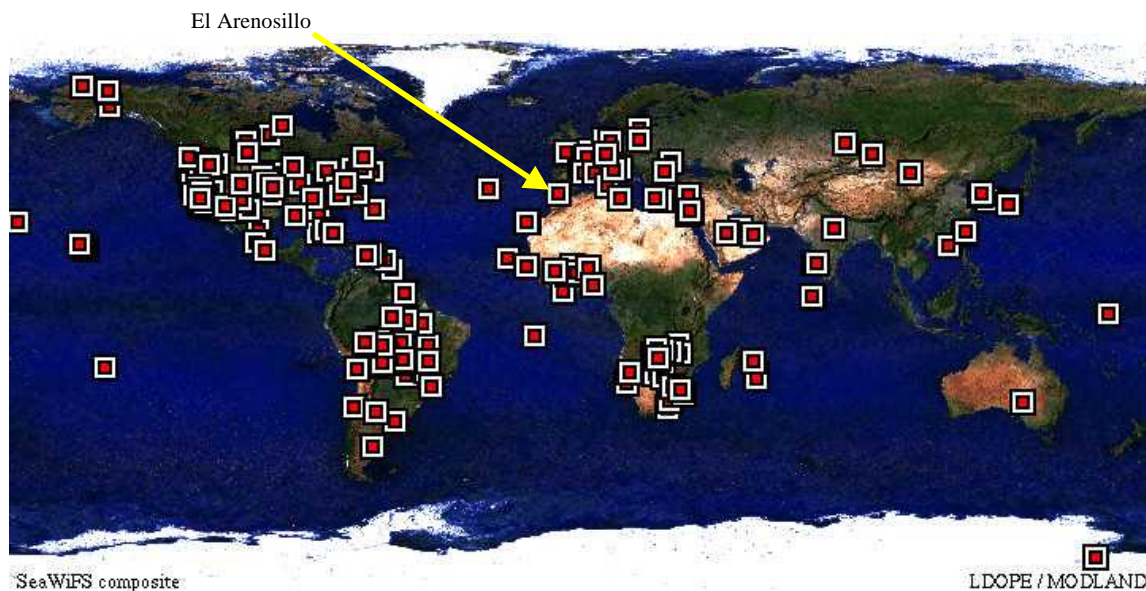


Figura II.30: Situación de los CIMEL que pertenecen a la red AERONET que han estado operativos en algún momento en el mundo hasta marzo de 2001, y localización de la estación de El Arenosillo.

⁹ Una información más extensa y detallada, totalmente actualizada se puede conseguir en la página web de la red AERONET: <http://aeronet.gsfc.nasa.gov:8080/>

Los datos recogidos se procesan en el *Goddard Space Flight Center* de la NASA, que mantiene diversas instalaciones que funcionan como bases de datos distribuidas por todo el mundo. Los aparatos registrados se localizan en los lugares señalados en el mapa que mostramos en la Figura II.30 a fecha de marzo de 2001. La casi inabarcable variabilidad de los aerosoles obliga a una red más tupida aún que la que se observa.

En España el Cimel instalado en El Arenosillo ha sido el primero en operar de forma regular en la red AERONET. Durante el experimento ACE-II (*Aerosol Characterization Experiment*, experimento de caracterización de aerosoles) del 15 junio – 26 julio de 1997, se instaló uno en el observatorio del INM en Izaña, Tenerife, pero los datos suministrados por este instrumento terminaron a la par que el experimento.

BIBLIOGRAFÍA

- Bais, A.F., S. Kazadzis, D. Balis, C. Zerefos, M. Blumthaler (1998) Correcting global solar ultraviolet spectra recorded by a Brewer spectroradiometer for its angular response error. *Appl. Opt.*, **37** (27), 6339-6344.
- Coulson, K.L. (1975) *Solar and Terrestrial radiation*. Academic Press,.
- Durán, P. (1997) *Medidas espectrorradiométricas para la determinación de componentes atmosféricos (ozono, vapor de agua y aerosoles) y modelización del intercambio radiativo en la atmósfera*, Tesis Doctoral, Dpto. Óptica y Física Aplicada, Univ. de Valladolid, Valladolid, España.
- Holben, B. N., T. F. Eck, I. Slutsker, D. Tanré, J. P. Buis, A. Setzer, E. Vermote, J. A. Reagan, Y. A. Kaufman (1998) AERONET-A federated instrument network and data archive for aerosol characterization, *Remote Sens. Environ.*, **66**, 1-16.
- Kayser, H., Z. Auflage, R. Ritschl (1939) *Tabelle der Hauptlinien der Linienspektren aller Elemente*, Springer Verlag, Berlin,
- Li-Cor (1991) *Radiation Measurement Instruments*. Ed. Li-Cor Co.
- McCluney, W.R. (1994) *Introduction to Radiometry and Photometry*. Artech House, Boston,
- Myers, D.R. (1989) Estimates of uncertainty for measured spectra in the SERI spectral solar radiation database. *Solar Energy*, **43**, 347-352.
- Pérez, M^a C., M^a I. de la Rosa, A.M. de Frutos, S. Mar (1991) Calibration of the Stark-broadening parameters of some He I lines. *Phys. Rev. A*, **44**, 6785-6790.
- Reader, Ch. Corliss, W. Wiese, G.A. Martin (1980) *Wavelength and Transition Probabilities for Atoms and Atomic Ions*. U.S. Dep. of Commerce / National Bureau of Standards.
- Redondas, A. (1998) *Protocolo de "Calibraciones y control de calidad": Medida y modelización de la distribución espacio-temporal de la irradiancia solar UV en España*, Ed. INM.
- Seckmeyer, G., B. Mayer, G. Bernhard (1998) *The 1997 status on solar UV spectroradiometry in Germany: Results from the National Intercomparison of UV Spectroradiometers Garmisch-Partenkirchen, Germany*, Ed. Prof. Dr. Wolfgang Seiler, Fraunhofer-Institut Atmosphärische Umweltforschung.
- Ulbricht, R. (1900) *Elektrotechnische Zeitschrift*, **21**, 595. Berlin.
- Vergaz, R. (2000) *Acondicionamiento de un espectrógrafo de ultravioleta*. Proyecto Fin de Carrera de Ingeniero en Electrónica. Dpto. Electrónica, Esc. Téc. Superior de Ingenieros de Telecomunicación. Universidad de Valladolid, Valladolid. España.

CAPÍTULO III: CALIBRACIONES

En este capítulo analizaremos las diferentes calibraciones que se han realizado sobre los instrumentos cuyas medidas se utilizan en el presente trabajo. Una vez analizadas en el capítulo anterior las caracterizaciones de las respuestas de ganancia y espectral del Li-Cor 1800 usado, en el presente se va a estudiar su respuesta a lo largo del tiempo, analizando las calibraciones llevadas a cabo. También estudiaremos cómo se calibró el Cimel #48, cuyas medidas serán las usadas en este trabajo.

El ánimo del capítulo es también analizar las ventajas e inconvenientes de los diferentes métodos de calibración. Se pretende aportar experiencias en este análisis. Por este motivo, se hará también un estudio del método de Langley que introducirá la estimación del error por este método y lo comparará al error por el calibrado realizado. Se llevará a cabo un análisis detallado de la comparación de calibrados Langley y de intercomparación para el Cimel, dando cuenta de las diferencias y lo que pueden implicar estas diferencias en las medidas una vez puesto en estación el instrumento.

Finalmente, se realizará una comparación de la respuesta del Li-Cor con otros instrumentos que miden espectralmente la radiación solar, incluido otro Li-Cor y un Brewer, utilizando los datos de la campaña de intercomparación de radiómetros llevada a cabo en El Arenosillo en 1999, que nos permitirán matizar positivamente algunas de las conclusiones respecto a sus prestaciones.

III.1. CALIBRACIONES ESTÁNDAR DEL LI-COR 1800

La obtención de un fichero de calibrado para el Li-Cor 1800 se realizó mediante el procedimiento estándar del mismo, utilizando para ello el calibrador Li-1800 02 (Figura III.1): una lámpara halógena de cuarzo, cuya potencia viene regulada por una fuente de corriente estabilizada, ilumina a través de unos diafragmas al detector del instrumento con una irradiancia perfectamente conocida a la distancia a la que se coloca el mismo, en la pared trasera del calibrador. La colocación del instrumento viene prevista para los Li-Cor 1800 tanto con receptor coseno remoto, utilizado con fibra óptica, como sin él. Las especificaciones de la casa Li-Cor indican una precisión en la calibración del orden de $\pm 4\%$ en el intervalo 350-1000 nm y de $\pm 6\%$ fuera de él (300-350 nm y 1000-1100 nm).

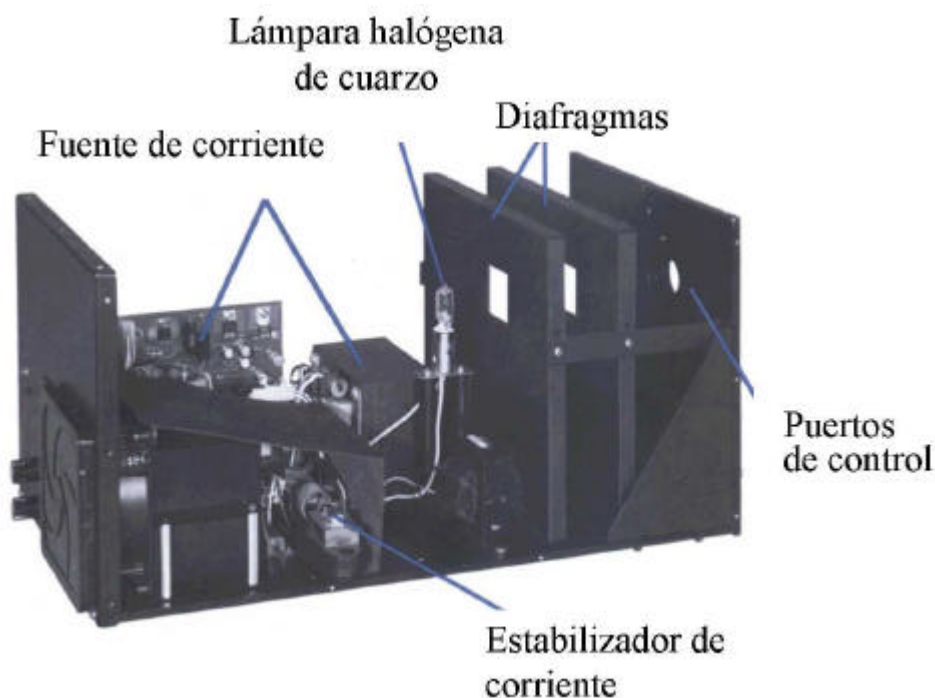


Figura III.1: Interior del calibrador Li-Cor 1800-02

Con el fin de ir eliminando posibles fuentes de error, se comprobó durante cada proceso de calibrado que la irradiancia de la lámpara fuera constante. Para ello, se utilizaron los puertos de control del Li-1800 02 mediante sendos polímetros, obteniendo para el voltaje de caída en la lámpara y la intensidad de corriente los valores:

Voltaje: 115.4 V

Intensidad de corriente: 1.659 A

lo cual da una potencia de 191.33 W. Estos valores tardaban en alcanzarse unos cinco minutos (rampa de potencia en la lámpara) desde su encendido, y tras unos minutos de estabilidad se procedía a medir con el Li-Cor. Se comprobó que la potencia de la lámpara se mantenía constante durante todos los procesos de calibrado, con variaciones nulas sobre voltaje e intensidad descritos. La lámpara tenía un uso menor que su vida de 50 horas. En concreto, no se midió nunca por encima de las 25 horas de uso.

Como observamos en el capítulo II, las calibraciones arrojan un valor espectralmente dependiente del error asociado a la medida de irradiancia, siendo como resumen de alrededor de un 30% por debajo de 330 nm, bajando después en forma exponencial aproximadamente hasta tener unas diferencias menores del 15% desde 350 nm, y menores del 5% desde 370 nm. Todo ello con la configuración usada en las medidas utilizadas en este trabajo, es decir, con el receptor coseno remoto y la fibra óptica.

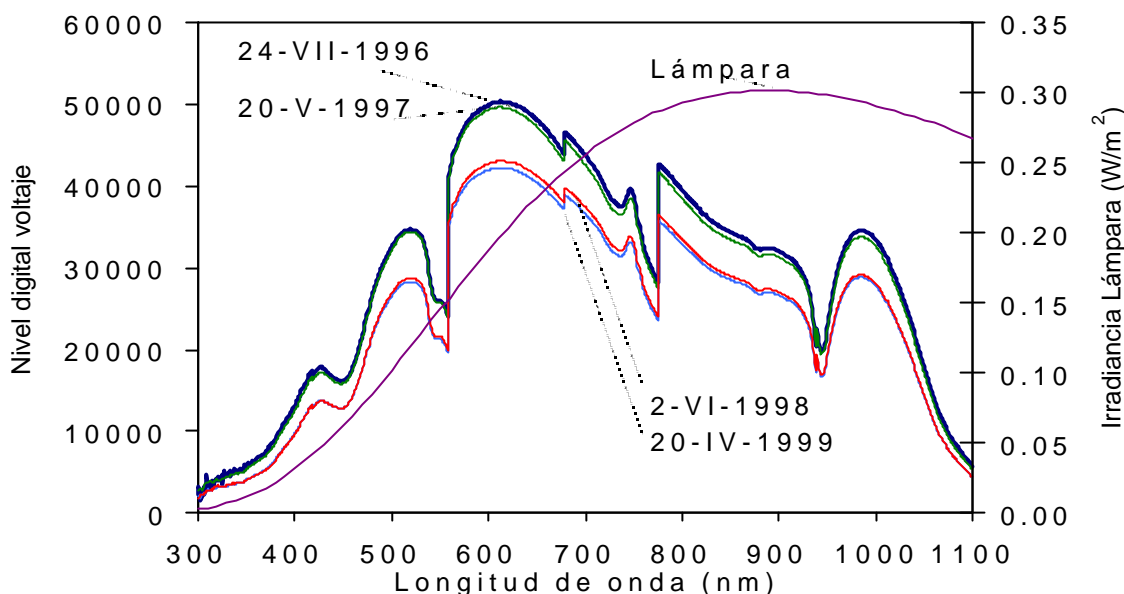


Figura III.2: Calibrados sucesivos del Li-Cor 1800 utilizado en este trabajo, y emisión calibrada de una de las lámparas utilizadas.

En la Figura III.2 se observan los ficheros más importantes de calibrado del instrumento, a los que se ha superpuesto la emisión de la lámpara espectral utilizada en los dos primeros (la segunda lámpara utilizada tenía una respuesta espectral prácticamente igual salvo por un ligero descenso en el infrarrojo). Se aprecian las características espectrales: por lo que respecta a la lámpara, tiene una emisión cercana a la de un cuerpo negro con temperatura de color de ~ 3150 K, con un máximo en 890 nm, de irradiancia bastante pequeña (< 0.05 W/m²) en el UV. El detector de silicio tiene una respuesta similar, es decir: su respuesta es mucho peor en el UV que en el resto del espectro. Notamos también cómo se producen en la respuesta algunos saltos y cambios de tendencia debidos al paso de los filtros. La respuesta medida es el producto de la transmitancia de la fibra óptica, del paso de los filtros y de la responsividad del detector de silicio.

Observamos que entre 1997 y 1998 se produjo un descenso de un 15% en la ganancia final, lo que se debe, según hemos comprobado, a la ruptura de algunas de las fibras individuales del mazo de fibra óptica utilizado. Los calibrados llevados a cabo en el año 2000 y el 2001 son muy cercanos al mostrado de 1999, con lo que podemos confirmar que esta respuesta del instrumento está muy estabilizada desde el año 1998.

III.2. CALIBRACIONES ESTÁNDAR DEL CIMEL 318A

El Cimel 318A, como vimos en el capítulo anterior, tiene dos formas de ser calibrado: una serie de representaciones de Langley (ver apartado siguiente) efectuadas en un observatorio de montaña como el de Mauna Loa (el habitual donde el GSFC, *Goddard Space Flight Center*, de la NASA, calibra los

instrumentos que están a su cargo, a una altura de 3.4 km); o bien la intercalibración entre la respuesta del instrumento y la de un Cimel patrón que fue calibrado mediante Langleys anteriores.

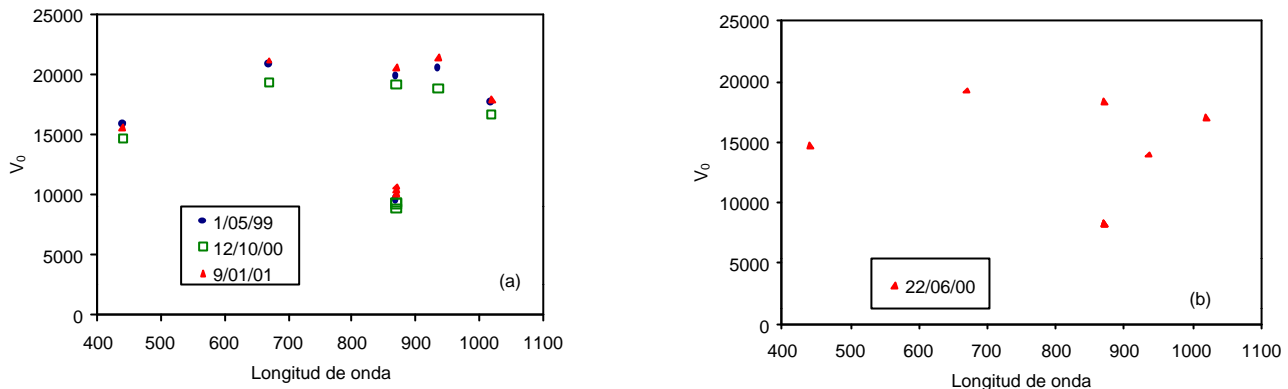


Figura III.3: Ultimos calibrados sucesivos de los Cimel 318 A utilizados en El Arenosillo: a) el Cimel #48, que midió desde el 16 de febrero al 9 de julio de 2000; b) el Cimel #114, que midió desde el 16 de julio de 2000.

En la Figura III.3 se aprecian los voltajes V_0 de las tres últimas calibraciones realizadas en los Cimel que se colocaron en El Arenosillo, en los diferentes filtros de medida. Fueron realizadas por el GSFC de la NASA, y son fruto de la intercomparación con otros instrumentos calibrados vía Langley, de primer orden, en concreto el #94, el #101 (en ambos casos para el #48) y el #37 (en el #114)¹. Al momento de realizar esta memoria no se ha llevado a cabo la calibración que confirme las medidas del Cimel #114. Observamos que la estabilidad del Cimel #48 es muy buena, variando apenas en tres años un 13.2% en el peor de los casos (filtro en 936 nm) pero en lo que aquí interesa, los filtros de aerosol tienen una variación máxima del 9 % en 670 nm.

Los errores que la NASA suministra para los diferentes valores de esta constante de calibrado son en general menores que una unidad de voltaje, siendo el más alto del orden del 0.01%. Así, el error en irradiancia es muy bajo. Estos calibrados han sido posteriormente revisados en el Laboratoire d'Optique Atmospherique de la Universidad de Lille [L. Blarel, comunicaciones privadas], donde se comprobó una deriva máxima del 4% en los distintos valores de las constantes de calibrado, debido a las variaciones introducidas en el viaje desde el calibrado. Como vemos, éste puede acabar añadiendo una variación importante en relación al propio calibrado. El laboratorio de calibración que se está ultimando en las instalaciones de El Arenosillo en colaboración con el GOA-UVA puede solventar en gran medida este problema, calibrando el instrumento a su llegada a la estación.

III.3. ESTUDIO DE LA SENSIBILIDAD DEL MÉTODO DE LANGLEY

Una vez comentadas las calibraciones que se realizaron sobre los instrumentos, vamos a detenernos en estudiar las particularidades del método de calibrado más habitual en este tipo de estudios, así como en llevar a cabo comparaciones entre éste y otros métodos.

Así, en este apartado se presenta un análisis de la sensibilidad del método de Langley con las variaciones de los parámetros de los aerosoles atmosféricos que se ven involucrados en la medida empleada. Cuando se realiza un Langley, se buscan condiciones en las que se produzca una situación

¹ Se emplea la notación habitual en las redes de instrumentos de medida, por la que se antepone un símbolo # a un número para indicar que nos referimos al número que en la red correspondiente se asigna al instrumento.

de extinción sin variaciones a lo largo de las medidas. Por ello, se suele seguir el método de realizar un conjunto de medidas en la cima de una montaña, lo más alta posible, lo cual garantiza en gran medida la menor extinción posible. Sólo restaría garantizar la pequeña variabilidad de la misma en dichas condiciones (pues en las montañas es habitual el intercambio de masas de aire durante el día; de hecho, frecuentemente se emplean las medidas de la primera mitad del día, evitando el ascenso de la capa de inversión [Slusser et al., 2000]).

III.3.1. Método de calibración de Langley

El método de Langley [Forgan, 1994] pasa por hacer uso de la ley de Bouguer-Lambert-Beer, cuya expresión ya hemos visto:

$$I_{\lambda} = DI_{0\lambda} e^{-m\tau_{\lambda}}$$

siendo m la masa óptica en el momento de la medida, I_{λ} la irradiancia directa para la longitud de onda λ a nivel de suelo, con τ_{λ} el espesor óptico total de la atmósfera y siendo $I_{0\lambda}$ la irradiancia en el límite exterior de la atmósfera (extraterrestre), y D un factor de corrección de la distancia entre Tierra y sol.

Tomando logaritmos en la fórmula anterior, tendremos:

$$\ln I_{\lambda} = \ln DI_{0\lambda} - m\tau_{\lambda}$$

Por ello, si para una longitud de onda se representa el logaritmo de la irradiancia medida en función de la masa óptica (representación de Langley), a lo largo de una serie de medidas sin variación del espesor óptico total, el resultado será una recta cuya pendiente será el mismo, y la ordenada en el origen corresponderá al logaritmo de la irradiancia extraterrestre para la longitud de onda o el canal correspondiente, lo cual nos dará el *coeficiente de calibrado* de cada canal.

El método requiere, como vemos, una condición realmente restrictiva: que el espesor óptico total de la atmósfera permanezca constante en la serie de medidas realizadas. Esto no ocurre normalmente, debido a la variabilidad temporal de la concentración de aerosoles. La principal condición es, pues, que se trate de medir en condiciones de cielo claro y despejado, con visibilidades superiores a 20 km, y estabilidad en la concentración de aerosoles. Estas condiciones nos obligan a alejarnos de sitios urbanos y escoger, además, lugares elevados, en donde la variación en las condiciones sea mínima. Debe disponerse además de un conjunto de medidas suficiente: para masas ópticas comprendidas entre 1 y 6 se estima que debe haber al menos cinco medidas [Forgan, 1994], aunque hay algunas divergencias a la hora de tomar un número de medidas aceptable para el Langley, así como para fijar las condiciones. En los realizados en longitudes de onda del visible se utilizan masas entre 2 y 6 [Harrison and Michalsky, 1994], pero en el UV se puede llegar a utilizar masas entre 1.2 y 2.2 [Slusser et al, 2000].

En cuanto a los errores del método [Reagan et al., 1986; Slusser et al, 2000], pasan por:

- El ancho de banda finito del espectrómetro (la anchura de su función instrumento). En efecto, la ley de Bouguer sólo es aplicable, en rigor, monocromáticamente, y de su aplicación sobre una banda de cierta anchura espectral se derivarán errores, tanto mayores cuanto mayor sea esta anchura, y dependiendo de su situación en el espectro.
- La inestabilidad del instrumento. Obviamente, puede hacer imposible la representación de Langley.
- La linealidad de la respuesta con el flujo incidente. Este error sería difícil de detectar en una representación de Langley.

- La contribución de la radiación difusa a la medida de irradiancia directa. Habitualmente no se mide sólo en la dirección del sol, sino con un ángulo sólido algo mayor. Las partículas que están en direcciones cercanas a la del sol pueden redistribuir radiación (por *scattering*) que acabe entrando en nuestro instrumento de medida.
- La estabilidad del espesor óptico durante las medidas.
- El error en la irradiancia extraterrestre que se emplee (habitualmente estos espectros de referencia tienen errores menores del 3%).

El método estadístico para ajustar la recta de la calibración daría una medida del error asociado a esta determinación. Veamos alguno de los puntos anteriores con algo más de detalle.

El error debido a la anchura de la función instrumento es provocado por las variaciones que bajo el intervalo abarcado por ella puedan existir en el espectro medido, por ejemplo las fuertes variaciones en el UV debidas a la presencia de ozono. Para que el error debido al ancho de banda se mantenga por debajo del 0.1%, [Box, 1976, 1981], y [Thomason, 1982, 1983] determinaron que se deben utilizar anchuras de banda inferiores a 10 nm para longitudes de onda mayores de 450 nm, e inferiores a 5 nm entre 370 y 450 nm. Una forma de corregir el efecto del ancho de banda del instrumento es utilizar un modelo de transferencia radiativa para generar diferentes espectros ideales en diversas masas ópticas (m), aplicarles la función instrumental (o la transmitancia del filtro) del aparato $F(\lambda)$ y calcular el cociente entre la irradiancia directa en el máximo de dicha función instrumento $I_{dir}(\lambda_0, m)$ y el producto de la irradiancia directa $I_{dir}(\lambda, m)$ pasada por la función instrumento. Estos cocientes conformarán unos factores de corrección que nos pueden dar la irradiancia real en el centro del filtro (o de la función instrumento) en el momento de la medida.

La contribución de la radiación difusa es muy pequeña [Reagan, 1986], inferior al 1% para los FOV con los que trabajamos. Los demás errores introducidos no sobrepasan, en conjunto, y salvo el espesor óptico de aerosoles, del 2 al 5% en la zona visible del espectro. El espesor óptico de aerosoles es el término más variable en cuanto a introducción de errores, por lo que hay que garantizar la minimización de sus variaciones en la medida de lo posible, con la elección del lugar en que se lleve a cabo la campaña de medidas. Sin embargo, este es uno de los parámetros que vamos a variar a continuación para comprobar su influencia.

III.3.2. Simulaciones

Presentamos el procedimiento seguido para realizar unas simulaciones que nos permitan comprobar el comportamiento del método de Langley. Se ha escogido, en primer lugar, un punto geográfico. Por ser lugar donde seguimos la base de datos de parámetros atmosféricos de esta tesis, se ha tomado “El Arenosillo”, con coordenadas 37.1°N, 6.7°W, y a nivel del mar (con lo que las condiciones son bastante peores que las que suelen buscarse). Se realizan también Langleys habituales en este lugar de medida, por ejemplo el Cimel intenta hacer una serie cada día para comprobar la calibración [Holben et al, 1998]. Se ha tomado un día, el 200 (correspondiente al 19 de julio), en el que el tiempo de iluminación y la altura del sol fueran suficientes como para obtener un buen rango de masas ópticas. El método calcula para el punto geográfico escogido el momento del amanecer y el del mediodía. Entre ellos, establece una supuesta planificación de medida cada 15 minutos, escogiéndose finalmente todas las medidas en las que la masa óptica sea inferior a 5.5. Esto se acerca con bastante eficacia a un programa de medidas real por el método de Langley.

Posteriormente se simulan, partiendo de la irradiancia extraterrestre, la irradiancia espectral que llega al suelo, teniendo en cuenta el *scattering* de Rayleigh, el de aerosoles (donde vamos a variar el espesor óptico según se especificará más adelante) y las distintas absorciones que tienen lugar en la atmósfera. Se escoge una atmósfera lo más estándar posible (1013 mb de presión, 300 UD de ozono, 1.5 cm de agua precipitable). Se toma un espesor óptico a 500 nm determinado, por ejemplo, un valor alto (0.4), un valor medio (0.2) y un valor bajo (0.05), y un parámetro α de Ångström concreto también (válido para todo el espectro) aunque se variara para cada caso según el tipo de aerosol, tomando los valores 0.5, 1.3 y 2. Tomando cada caso concreto de estos valores, se genera aleatoriamente una variación de un tanto por ciento determinado del espesor a 500 nm, manteniendo fijo el tipo de aerosol, es decir, el parámetro α (de esta manera, minimizamos las condiciones atmosféricas que están cambiando durante la medida: suponemos que sólo cambia la carga de aerosoles, no su tipo).

Finalmente, para cada longitud de onda entre 300 y 1100 nm, se traza la representación de Langley correspondiente, obteniendo por el método descrito un nuevo espectro extraterrestre a partir del medido. Comparando el espectro extraterrestre obtenido (al que nos referiremos como "Langley" en las representaciones subsiguientes) con el espectro extraterrestre de referencia (al que llamaremos como "extraterrestre"), podremos determinar en qué medida la introducción de condiciones de carga de aerosoles cambiantes afectan al método de Langley.

III.3.3. Resultados

Tenemos como parámetros a variar el espesor óptico τ y α . Por tanto, manteniendo constante la variación en uno de los parámetros atmosféricos para eliminar su aleatoriedad, podemos centrar el estudio únicamente en la variación del otro. En concreto, se fijó el tipo de aerosol, y se estudió la variación con la carga. Posteriormente se fijó la carga de aerosoles y se estudió la variación con el tipo de aerosol. En ambos casos se partió del mismo conjunto de medidas simuladas.

III.3.3.1. Variando la carga de aerosol

Partimos de un día determinado, como ya se ha descrito, y procedemos a usar el número de masas ópticas X . Tomamos entonces un espesor a 500 nm (pongamos 0.05), y generamos aleatoriamente X espesores en el intervalo de tolerancia requerido (5%, por ejemplo). Se toma entonces cada caso particular de parámetro α de Ångström (0.5, 1.3, 2.), calculando en cada uno los correspondientes X parámetros β . Se generan los correspondientes espesores ópticos. Por tanto, obtenemos un conjunto de X espectros simulados para cada parámetro α , aunque en todos los casos se ha estado empleando el mismo conjunto de espesores a 500 nm, es decir, la misma variación de carga de aerosol. Se puede decir, entonces, que para cada uno de los tres tipos de aerosol considerados a través del parámetro α de Ångström, se ha variado la carga de aerosol.

Lo mismo se repite para los otros espesores a 500 nm de valores de turbiedad media ($\tau = 0.2$) y alta (0.4). Observamos en las Figuras III.4 y III.5 y III.6 para un espesor óptico bajo (de 0.05) que las variaciones son de alrededor de 0.1% desde 1000 hasta 700 nm para los tres tipos de aerosol, y se incrementan hacia el visible (hacia el 0.1) y ultravioleta, y que en ningún caso superan el 0.4%. Para el espesor óptico de 0.2 las variaciones aleatorias provocan que el espectro Langley obtenido sea menor que el extraterrestre (es decir, el real), de hasta un 1.5% a 300 nm.

En el caso del espesor óptico mayor se obtiene una sobrevaloración respecto al espectro extraterrestre. A mayor curvatura en el espectro (parámetros α mayores) se tiene una mayor desviación final respecto al valor correcto. Pero en general vemos que estas variaciones son pequeñas, habida

cuenta que la diferencia entre distintos espectros extraterrestres existentes en la bibliografía es del orden del 4% para algunas longitudes de onda del visible y UV.

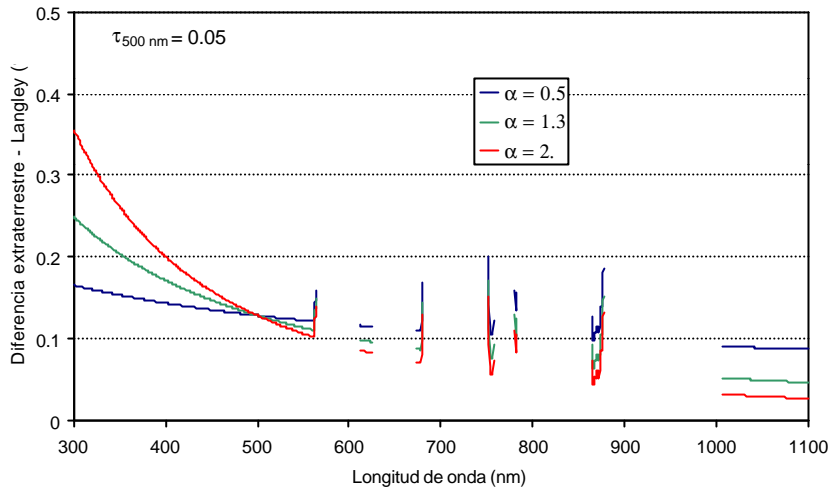


Figura III.4: Diferencia entre la irradiancia extraterrestre y el Langley obtenido, para una variación del 5% en un espesor óptico a 500 nm de 0.05. Se representa el caso de baja turbiedad con tres valores del parámetro α diferentes: 0.5, 1.3 y 2.0.

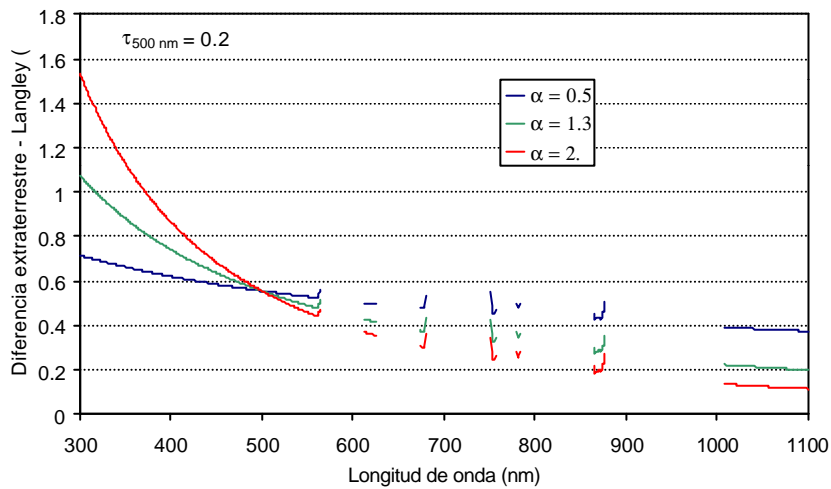


Figura III.5: Diferencia entre la irradiancia extraterrestre y el Langley obtenido, para una variación del 5% en un espesor óptico a 500 nm de 0.2. Se representa el caso con tres parámetros α diferentes: 0.5, 1.3 y 2.0.

Lo más notable en estas representaciones es el paso de infravaloración a sobrevaloración en la obtención del espectro de Langley cuando el espesor óptico crece.

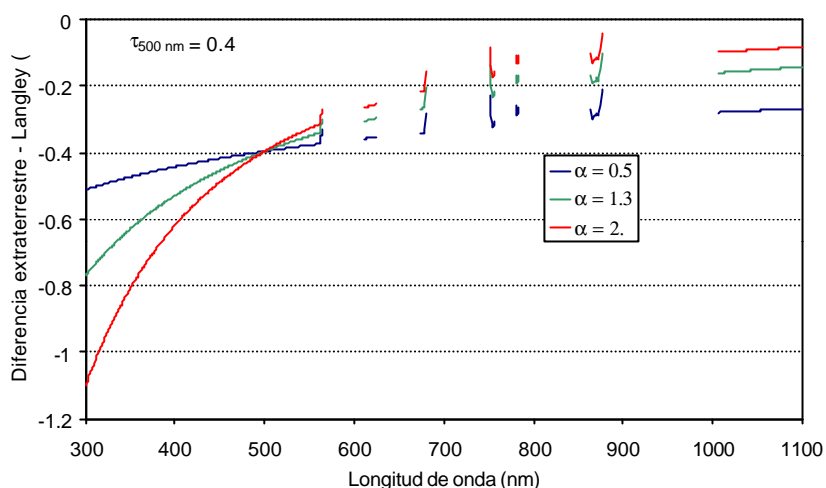


Figura III.6: Diferencia entre la irradiancia extraterrestre y el Langley obtenido, para una variación del 5% en un espesor óptico a 500 nm de 0.2. Se representa el caso con tres parámetros α diferentes: 0.5, 1.3 y 2.0.

III.3.3.2. Variando el tipo de aerosol

Partimos del mismo día y de las mismas X masas ópticas. Tomamos entonces un parámetro de Ångström α determinado (pongamos 0.5), y ahora, para cada caso particular de espesor óptico a 500 nm (0.05, 0.2, 0.4) se calculan los correspondientes parámetros β de Ångström. Hemos fijado, por lo tanto, la carga de aerosol. Se varía aleatoriamente el parámetro α anterior el intervalo de tolerancia exigido, de modo que se ha variado el tipo de aerosol, usando para ello el mismo conjunto de variación en todos los casos.

Lo mismo se repite para los otros casos de parámetro α . En total, la siguiente tabla indica los casos de β centrales que se han obtenido para cada espesor y cada parámetro α :

t \ a	0.5	1.3	2
0.05	0.0354	0.0203	0.0125
0.2	0.1414	0.0812	0.0500
0.4	0.2828	0.1624	0.1000

Presentamos a continuación los resultados de las distintas variaciones con una tolerancia del 5%. Se han representado ya únicamente los valores en los que tiene sentido hacer la comparación, eliminando las bandas espectrales de absorción de gases atmosféricos, donde no se aplica el Langley.

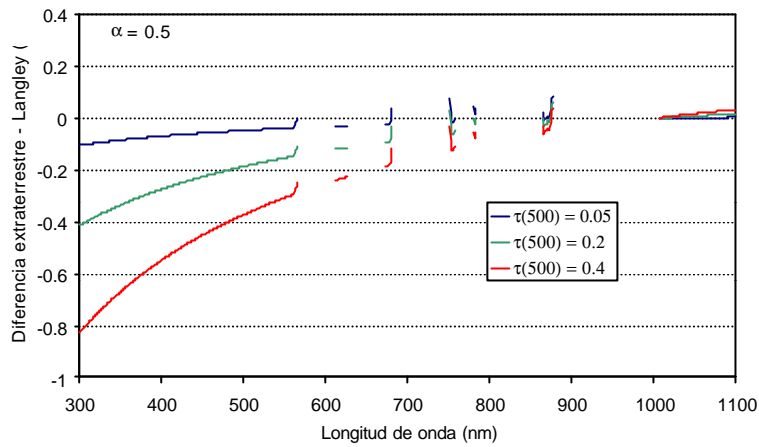


Figura III.7: Diferencia entre la irradiancia extraterrestre y el Langley obtenido, para una variación del 5% en parámetro α de 0.5. Se representa para tres valores distintos del espesor óptico en 550 nm: 0.05, 0.2 y 0.4.

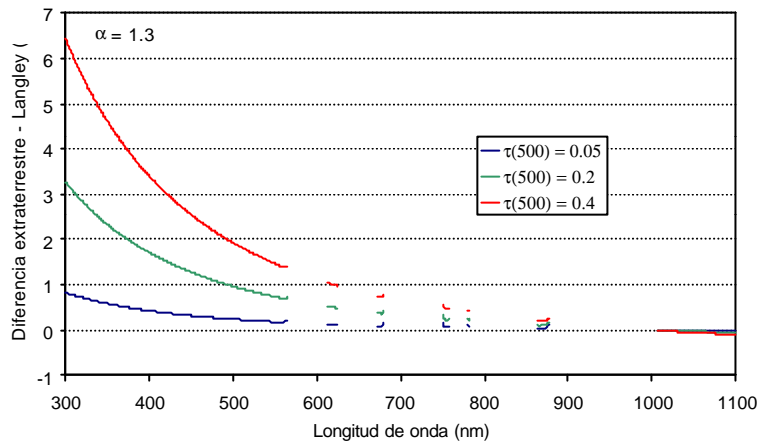


Figura III.8: Diferencia entre la irradiancia extraterrestre y el Langley obtenido, para una variación del 5% en parámetro α de 1.3. Se representa para tres valores distintos del espesor óptico en 550 nm: 0.05, 0.2 y 0.4.

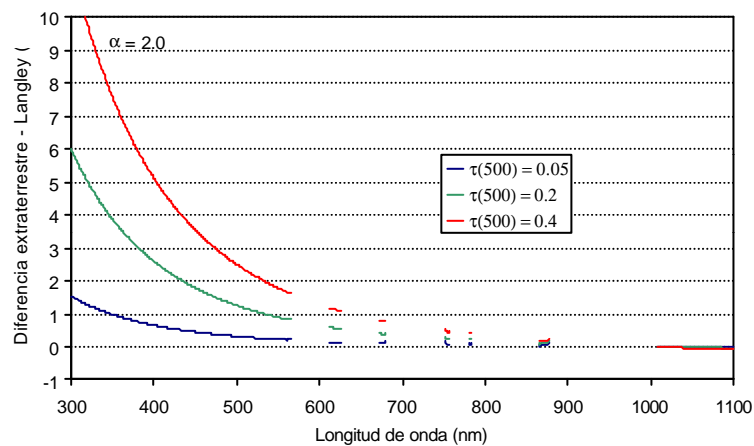


Figura III.9: Diferencia entre la irradiancia extraterrestre y el Langley obtenido, para una variación del 5% en parámetro α de 2. Se representa para tres valores distintos del espesor óptico en 550 nm: 0.05, 0.2 y 0.4.

Observamos en este caso que las variaciones mayores se producen de nuevo en el ultravioleta, y que son mayores que las del apartado anterior, por lo que podemos deducir que en una representación de Langley es más crítica la variación del tipo de aerosol que su carga o la turbiedad. Es decir, que si estamos utilizando el método de Langley y hemos comprobado en una longitud de onda que la variación del espesor óptico no es significativa, ello no basta para dar validez al método cuando se aplica sobre otras longitudes de onda, que también deberán ser comprobadas, pues si varía en alguna medida el tipo de aerosol esas otras longitudes de onda van a sufrir una desviación respecto al resultado correcto en sus representaciones de Langley.

Para un espesor óptico de 0.05 las variaciones aleatorias provocan que el espectro extraterrestre que se obtiene en el Langley sea ligeramente menor que el real, mientras que en el caso del espesor óptico mayor se obtiene una sobrevaloración del espectro extraterrestre. A mayor espesor óptico, además, se tiene una mayor desviación final respecto al valor correcto.

Como hemos visto, el método de Langley conlleva una serie de errores que justifican el tratar de eliminarlos, más aún si se dispone de medidas de otro tipo para conseguir las representaciones más correctas posibles. Remitimos al lector a los apartados siguientes para comprobar las ventajas e inconvenientes de una calibración de Langley, así como para comprobar su comportamiento comparado con otros tipos de calibraciones.

Se representan en las Figuras III.10 resultados en los que se han efectuado variaciones aleatorias de los espesores ópticos a 500 nm de un 5% en un primer caso, del 10%, del 15 y del 20% en casos sucesivos. Se representan las diferencias entre el espectro extraterrestre de referencia y el obtenido mediante el método de Langley. Hemos dejado en la primera de las figuras, para comprobar el efecto, todas las bandas de absorción en el espectro, pues se considera una atmósfera realista; en el resto de representaciones se retoma el resultado en las bandas de no absorción.

Como es de esperar, se ha obtenido que la desviación de los puntos de la representación Langley frente a la recta de mejor ajuste crece con el espesor óptico de aerosoles. Si este es mayor, las desviaciones son mayores. También era de esperar el que los valores de la irradiancia extraterrestre obtenida respecto a la real difieran menos de un 5% en casi todos los casos, siendo mayores las diferencias cuanto mayor es el espesor óptico. Espectralmente, las diferencias son más grandes en las longitudes de onda más cortas, decreciendo a medida que nos acercamos al infrarrojo. Para condiciones ligeramente cambiantes del espesor óptico, pues,

- A mayor espesor óptico la desviación de la calibración Langley respecto al espectro extraterrestre aumenta.
- Un espesor óptico menor puede tener una diferencia mayor si la curvatura del espesor óptico es lo suficientemente grande.
- Cuando aumentan las variaciones del espesor óptico a lo largo de la medida del Langley, se incrementa drásticamente la diferencia con el espectro extraterrestre.

En este sentido, las variaciones de espesor óptico son las que predominan en el comportamiento del método, que será, pues, tanto mejor cuanto menores sean estas variaciones, cuanto menor sea el espesor óptico y cuanto menor sea su curvatura (es decir, podemos tener un espesor óptico algo mayor pero que no se curve para tener un comportamiento similar). Este estudio tiene su mayor aplicación en la parte del ultravioleta, donde las diferencias son mayores. Así, nuestra intención es utilizarlo en el futuro con más detenimiento en los datos de espesor óptico en el UV obtenidos con el Brewer, y usados en el capítulo VIII. Para conseguirlos, se hace uso del método de Carvalho y Henriques [Carvalho et al., 2000], basado en la calibración de Langley realizada en la misma estación de medida. Se ha

comprobado el buen acuerdo entre estos datos y los obtenidos por otros métodos [Gröbner et al., 2001; Muniosguren et al., 2001], como veremos al final presente capítulo.

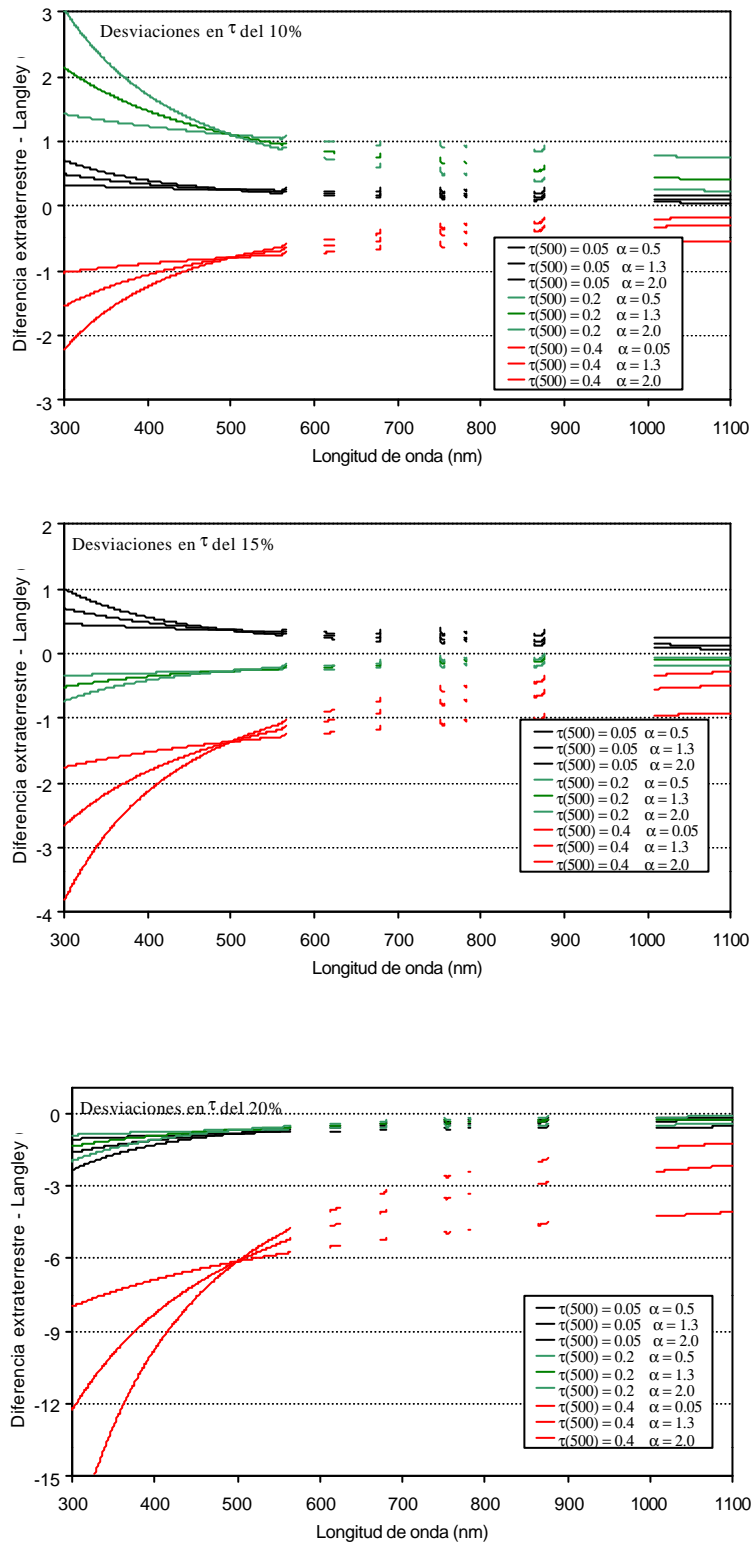


Figura III.10: Desviaciones entre la irradiancia extraterrestre y el Langley obtenido, para distintas desviaciones (del 10, 15 y 20%) del espesor óptico

III.4. ESTUDIO DE DIFERENTES TIPOS DE CALIBRACIONES

En este apartado vamos a analizar los comportamientos relativos entre distintos tipos de calibraciones, en concreto, hasta qué punto es aplicable una calibración de Langley realizada en condiciones de turbiedad y qué comportamiento tienen las calibraciones hechas por intercomparación de la respuesta de un instrumento con la de otro ya calibrado. En este caso, vamos a aplicar el estudio sobre el Cimel #114, instrumento que en el momento de escribir esta memoria está instalado en El Arenosillo.

Frecuentemente se emplea el método de Langley recién descrito y estudiado para calibrar fotómetros solares. Sin embargo, también se emplean métodos de intercomparación, en los que la calibración que utiliza un instrumento se transfiere al otro: un instrumento calibrado mide simultáneamente al instrumento que queremos calibrar, y las medidas de aquél se emplean para calibrar éste. Así es como han sido calibrados los fotómetros Cimel #48 y #114 en el GSFC de la NASA.

En este apartado vamos a estudiar el grado de aplicación de ambos tipos de calibración, utilizando para ello las medidas del Cimel como fotómetro y del Li-Cor como espectrorradiómetro.

Ambos instrumentos utilizan sus sistemas seguidores para mantener enfocado al sol en su sensor de medida de forma automática. El momento en que se tomaron las medidas fue controlado manualmente, garantizando la simultaneidad. El Li-Cor se utiliza como instrumento calibrado, y el Cimel como el fotómetro a calibrar, por lo que el primero consideraremos que nos suministrará la medida de irradiancia, mientras las medidas del segundo serán tomadas en cuentas digitales. Conviene hacer notar que, pese a la diferente anchura de las funciones instrumento de ambos instrumentos, no tendremos en cuenta el efecto de dicha diferencia por ser pequeña: en efecto, en tanto que el Li-Cor tiene una función instrumento de anchura 6.28 nm, el Cimel tiene una anchura de alrededor de 10 nm en cada banda espectral de medida. Frecuentemente, al hablar de fotómetros, nos referiremos a las *longitudes de onda* a las que miden, pero debe entenderse esta expresión como un abuso de lenguaje utilizado por brevedad, puesto que lo riguroso es decir *las bandas espectrales en que miden centradas en las longitudes de onda correspondientes*. En adelante nos permitiremos la licencia de la primera expresión.

Analizaremos en primer lugar el caso en que se calibra el fotómetro a partir de la medida del instrumento que ya ha sido calibrado, para pasar posteriormente a describir los resultados del método de Langley para el caso del fotómetro. Finalmente, se prueba la validez de ambos procedimientos ante unas medidas realizadas del modo habitual, bajo unas condiciones no ideales. Como veremos, el método de Langley se emplea de forma efectiva para nuestros requerimientos.

III.4.1. Calibrado del fotómetro Cimel mediante intercomparación

Durante el mes de agosto de 1998 se realizaron medidas simultáneas con los dos aparatos, en las condiciones habituales de cielo despejado, en un lugar cercano a la ciudad de Valladolid (Renedo de Esgueva). Se midió en irradiancia directa (en el caso del Cimel, utilizando el colimador de medida directa). Los días escogidos mantuvieron unas condiciones sinópticas adecuadas, así como una turbiedad lo suficientemente constante. Tendremos el caso del día 4 de agosto, para el que se tomaron medidas principalmente cerca de las horas centrales del día, y el caso del 25 de agosto, para el que se tomaron medidas cubriendo el máximo rango horario posible, lo cual quiere decir que también se

cubrió el mayor rango dinámico en ambos instrumentos. La idea que subyace en esta elección es poder comprobar, a posteriori, si la calibración es mejor o peor por haberla realizado con un mayor o menor rango dinámico.

Habitualmente, cuando se emplea el método de traspasar la calibración de un fotómetro a otro, se toman medidas durante las horas centrales del día, en busca de los coeficientes de calibración propios. En definitiva, asumiendo la linealidad de ambos instrumentos, teniendo igual respuesta en todo el rango dinámico.

Nosotros tratamos de comprobar, especialmente en la aplicación final de estas calibraciones, hasta qué punto podemos asumir estos comportamientos en unos instrumentos habituales, como son los nuestros.

En primer lugar, para saber a qué longitud de onda de la medida del Li-Cor debemos asignar la medida del Cimel, debemos hacer un estudio de los filtros de éste. Para ello, utilizamos las gráficas de transmitancias de los filtros del Cimel que nos envió el fabricante. Se realizó un proceso de digitalización de las curvas de transmitancias, tras lo cual se obtuvo una media de las longitudes de onda pesada por la transmitancia a cada longitud de onda. Se obtiene así una longitud de onda que llamaremos “central” de cada filtro. Para hacernos una idea de la diferencia entre la longitud de onda nominal que indica el fabricante y la obtenida por este proceso, presentamos la Tabla III.1 con dichas longitudes. Se observa que la mayor diferencia se produce en los filtros de 870 nm, que realmente tienen su centro entre 3 y 3.5 nm por debajo de la longitud de onda nominal.

Filtro	l nominal (nm)	l central (nm)
1	1020	1018.7
2	870 (polarizado)	866.6
3	670	670.4
4	440	441.5
5	870 (polarizado)	867.0
6	870	866.9
7	936	937.3
8	870 (polarizado)	866.5

Tabla III.1: Longitudes de onda centrales de cada filtro del Cimel, dadas nominalmente por la compañía y calculadas (centrales) en el proceso descrito.

Tomaremos la longitud de onda central que hemos calculado como la que debemos buscar en el Li-Cor para dar la medida equivalente a la del Cimel. Entonces, asignaremos la medida de irradiancia tomada con el Li-Cor simultáneamente a la medida del Cimel, de modo que para cada longitud de onda (por simplicidad diremos “para cada filtro”) podamos, con el conjunto de todas las medidas, trazar la recta:

$$ND(\text{Cimel}) = A + B \text{ Irradiancia}_{(\text{Licor})},$$

siendo ND el nivel digital dado por el Cimel. Vamos a mostrar los resultados para los filtros de aerosoles, que en principio serán los más interesantes en este trabajo, siendo los que se emplean para el cálculo del espesor óptico.

Se representan en la Figura III.11 y en la Tabla III.2 los diversos ajustes para cada filtro utilizando los puntos obtenidos por el proceso de intercomparación en ambos días conjuntamente. También se representan las pendientes y ordenadas en el origen de las rectas de intercomparación obtenidas en ambos días, así como la obtenida utilizando el conjunto de los puntos de ambos días. Ésta es parecida a las rectas de intercomparación obtenidas durante el 25 de agosto, porque en este día hay más rango dinámico cubierto, de modo que es el que pesa más a la hora de unir ambos conjuntos de puntos.

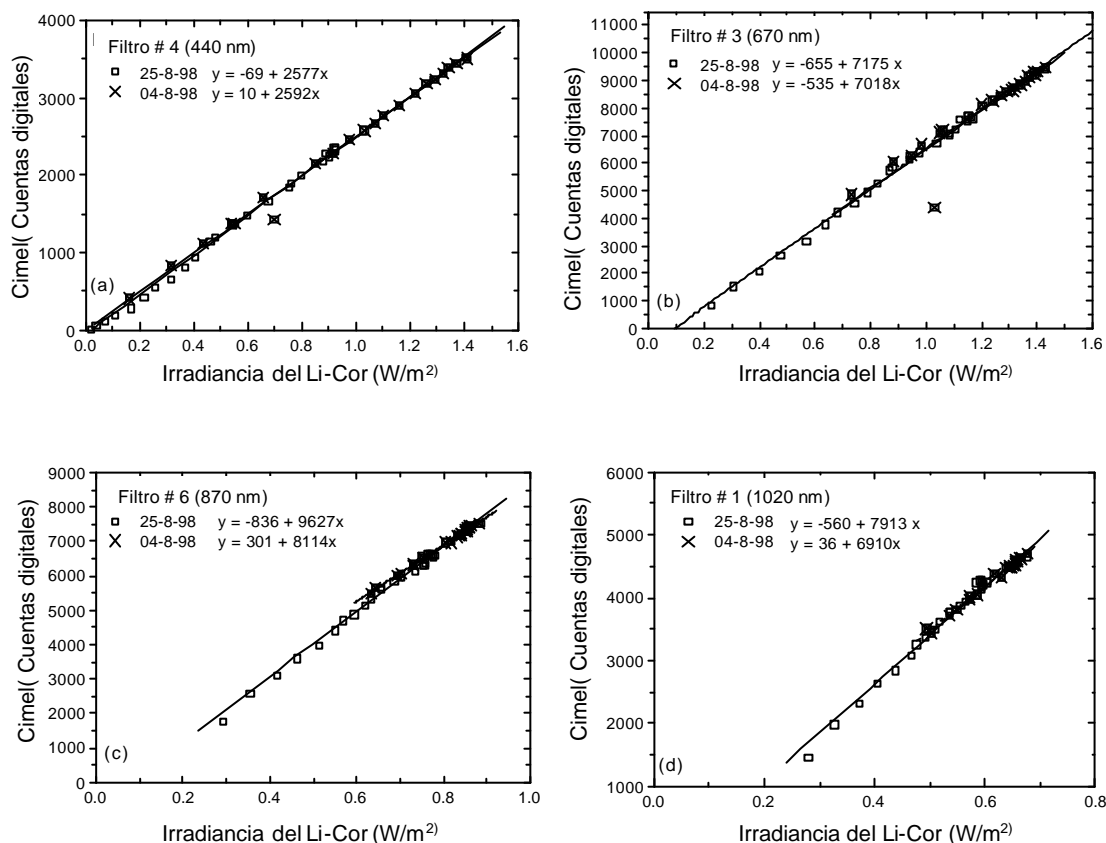


Figura III.11: Rectas de intercomparación entre el Cimel #114 (dado en cuentas digitales) y el Li-Cor empleados en este trabajo, dadas por los dos días de intercomparación. Se representan los cuatro filtros de aerosoles del Cimel, centrados en las longitudes de onda de (a) 440 nm, (b) 670 nm, (c) 870 nm, (d) 1020 nm.

Podemos concluir por tanto que, a efectos de obtener una mejor calibración mediante este método de intercomparación, será mejor considerar la llevada a cabo el día 25 de agosto. Los filtros en 670 y 870 nm parecen tener niveles digitales mucho mayores que el de 440, aunque en irradiancias las diferencias son bastante menores. Obviamente, cada filtro tiene su respuesta en transmitancia, aunque estén utilizando el mismo sensor y transductor de señal, y el filtro de 440 nm tiene una transmitancia más baja, con lo que a iguales irradiancias recibidas la respuesta digital será más pequeña. En efecto, un vistazo a la Figura III.12 de los filtros del Cimel nos desvela que la transmitancia máxima del filtro de 440 nm es del 55.8%, mientras en los otros filtros es de 82.1% (filtro 1), 71.4% (filtro 3) y 78.8% (filtro 6).

	4 agosto			25 agosto			Ambos		
FILTRO	Ord. Orig. (Error Rel.)	Pendiente (Err. Rel.)	R	Ord. Orig. (Error Rel.)	Pendiente (Err. Rel.)	R	Ord. Orig. (Error Rel.)	Pendiente (Err. Rel.)	R
1(1020)	36 (264)	6910(2)	0.994	-560(14)	7913(2)	0.994	-472(14)	7746(1)	0.993
3(670)	-535(141)	7018(9)	0.996	-655(11)	7175(1)	0.996	-618(25)	7121(2)	0.988
4(440)	10(470)	2592(2)	0.998	-69(19)	2577(1)	0.998	-57(26)	2563(1)	0.999
6(870)	301(34)	8114(2)	0.996	-836(11)	9627(1)	0.996	-732(11)	9501(1)	0.996

Tabla III.2: Parámetros de las rectas de intercalibración Cimel - Li-Cor, obtenidas utilizando los datos del día 4-VIII-98, del día 25-VIII-98 y el conjunto de datos de ambos días.

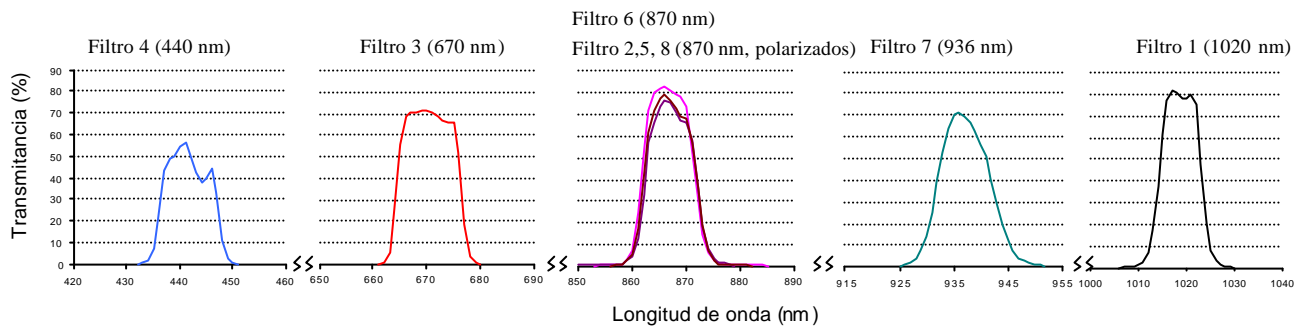


Figura III.12: Curvas de las transmitancias de los filtros del Cimel #114.

Hemos analizado también la relación entre el filtro de 870 nm y los tres filtros polarizadores que están en esa longitud de onda (Figura III.13). Es de esperar que la respuesta de los filtros polarizadores sea aproximadamente la mitad de la respuesta para el filtro que no polarice (así debe disminuir la intensidad de la luz que pasa por el filtro, [Born and Wolf, 1999]). Una vez representadas, sin embargo, las respuestas son algo menores que la esperada, especialmente en el caso de los filtros 5 y 8. Esta medida puede tomarse como una estimación del grado de polarización de la luz que atraviesa los filtros.

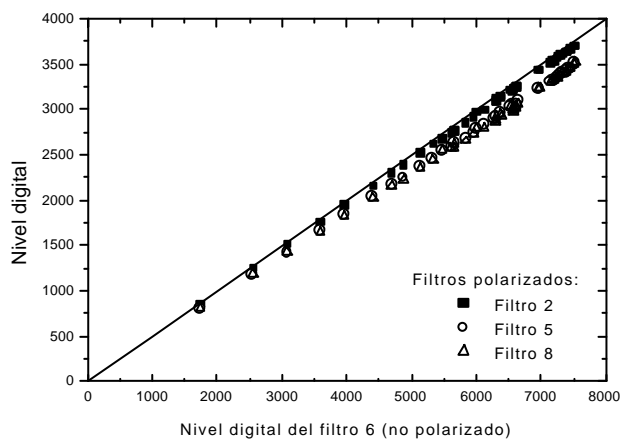


Figura III.13: Relación entre las medidas de los filtros polarizadores en 870 nm y el no polarizador. La recta representada es $y=x/2$, representando la relación teóricamente esperada.

III.4.2. Calibrado del fotómetro Cimel mediante el método de Langley

Habitualmente se emplean, como ya se ha señalado, medidas tomadas en lugares de alta montaña para llevar a cabo las representaciones de Langley, pues se aprovecha de este modo tanto la facilidad de obtención de unas buenas condiciones atmosféricas como la constancia de espesor óptico y su bajo valor. En España, un lugar de acceso relativamente fácil (al final de la carretera más alta de Europa) y con una instalación óptima para realizar nuestras medidas es el Observatorio Astronómico de Sierra Nevada, en Granada. Este lugar está situado a una altitud de 2850 m sobre el nivel del mar, y sus coordenadas son $37^{\circ} 3' 51''\text{N}$ y $3^{\circ} 23' 5''\text{W}$. En este punto hicimos una calibración Langley con el fotómetro Cimel.

La campaña de medidas se realizó entre el 2 y el 8 de octubre de 1998. La presión atmosférica osciló entre los 716 y los 721 mb. Sin embargo, el tiempo no acompañó lo suficiente, ya que por las tardes se producía el ascenso del mar de nubes que normalmente amanecía en altitudes inferiores, cubriendo la ciudad de Granada. El pico del Veleta está situado al ENE del observatorio, por lo que hasta que el sol no alcanzaba una altura de aproximadamente 14° no podíamos comenzar a medir. El horizonte WNW estaba completamente despejado, pudiéndose medir hasta alturas de -1° , con lo que podríamos haber obtenido medidas con masas de aire suficientemente variadas. No obstante, la única tarde en que medimos hasta el ocaso fue desechada porque había excesiva nubosidad para nuestros fines. De este modo, las únicas que podemos tomar son tres mañanas completas: las de los días 3, 6 y 7.

Simultáneamente a las medidas del Cimel, se realizaban también medidas con el Li-Cor, de modo que podemos tener juego suficiente, tanto a la hora de validar el método (como haremos a continuación) como a la de intercomparar de nuevo las medidas con ambos instrumentos.

Pasamos ya a analizar los resultados derivados de las medidas.

III.4.2.1. Validación del método de Langley con el Li-Cor

Primero vamos a estudiar si el método de Langley nos ofrece garantías en las condiciones de los días escogidos. Ello lo hacemos en un triple frente:

- En primer lugar, y como es habitual en las representaciones de Langley, hay que desechar puntos por tener demasiada desviación frente al resto. Esto se realiza observando la representación de Langley en las medidas del Li-Cor en todas las longitudes de onda, de 300 a 1100 nm (Cachorro 1986; Cachorro et al., 1987a).
- De los puntos que nos queden más o menos en un 20% de desviación en la anterior representación, buscamos otros métodos de validación derivados de la necesidad de tener unas condiciones más o menos constantes durante las medidas a usar en el método. Para ello, podemos representar los valores de espesor óptico de aerosoles a 500 nm, y del parámetro α de Angström según los métodos que se describen en [Cachorro et al. 1986, 1987a, 1987b, 1987c, 1989, 1998; Durán, 1997] y en el capítulo V de esta misma tesis.
- Finalmente, y dado que tenemos las medidas del espectrorradiómetro Li-Cor disponibles, podremos utilizarlas a ellas mismas como verificación de la bondad de los Langleys que podamos trazar con las medidas del fotómetro. Así, tomaremos una longitud de onda medida por el Li-Cor y trazaremos su representación Langley, verificando la irradiancia extraterrestre que indica su ordenada en el origen. La separación de esta irradiancia extraterrestre con la que empleamos de referencia [Gueymard, 1997], nos dará una buena estimación de si los puntos empleados son adecuados para

una representación de Langley. Por supuesto, este método se puede emplear además para verificar la calibración del mismo Li-Cor.

En la siguiente Figura III.14 se representan las condiciones atmosféricas durante las mañanas de los días escogidos de medida: espesor óptico de aerosoles a 500 nm y parámetro α de Ångström [Cachorro et al., 1987; Cachorro et al., 2000a,b; ver capítulo V] determinados como iremos viendo en capítulos posteriores (V y VI). Con ellos delante, podremos decidir el día más estable para trazar la representación de Langley.

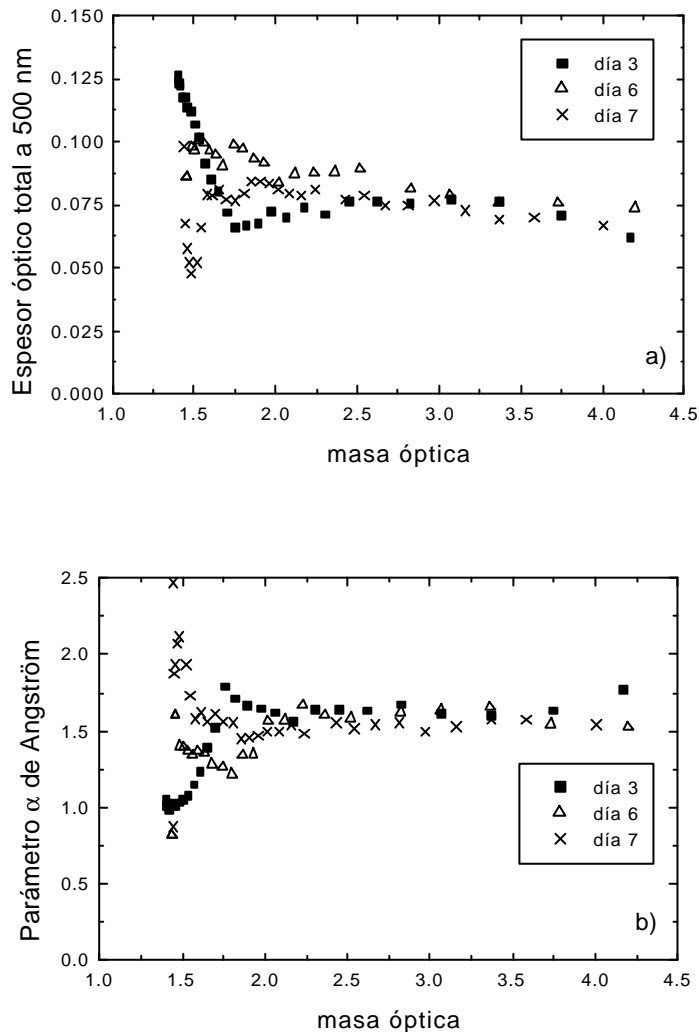


Figura III.14: Evolución durante los tres días de intercomparación de Cimel y Li-Cor de (a) espesor óptico de aerosoles en 500 nm, (b) parámetro α de Ångström calculado en las ventanas de no absorción (ver capítulo V).

Podemos comprobar en la figura que la elección no es sencilla, pues las tres mañanas tienen comportamientos similares. El comportamiento de esta gráfica sigue el de la capa de inversión en la zona, ya descrito. A la vista de esta representación hemos decidido descartar las masas ópticas menores de 1.5 para trazar la representación Langley.

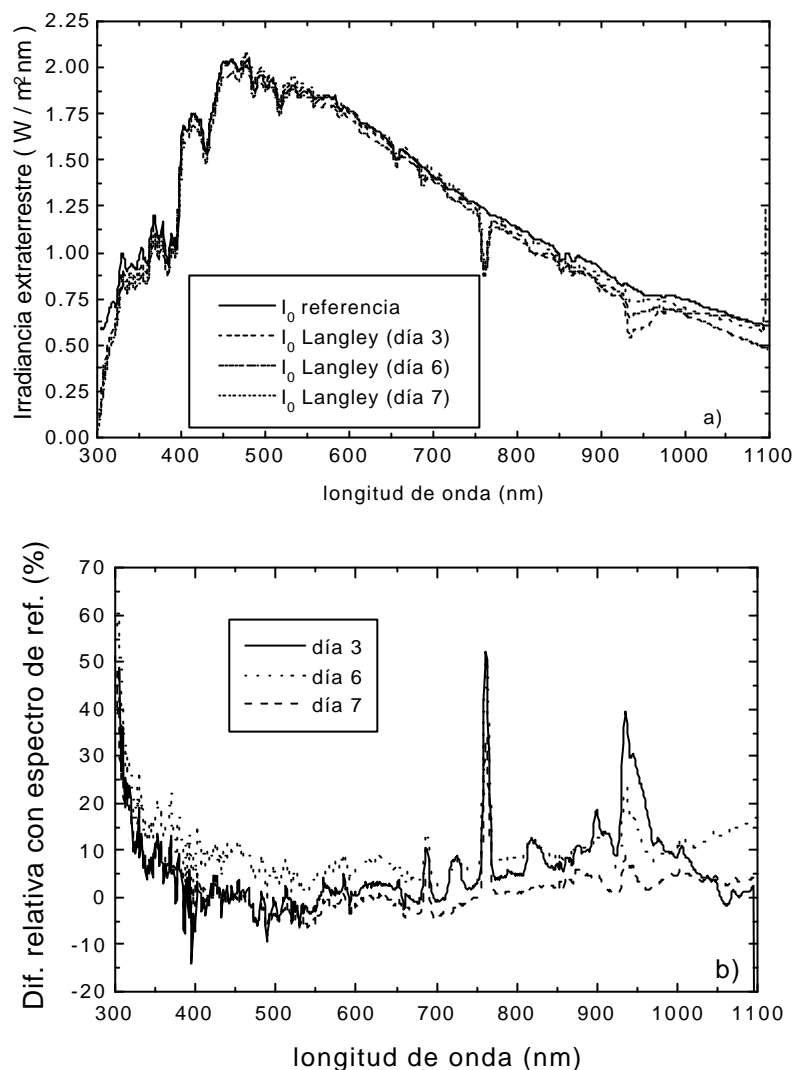


Figura III.15: (a) Irradiancias extraterrestres obtenidas en todas las longitudes de onda por método de Langley. (b) Diferencia relativa con el espectro de referencia.

Como veremos (capítulo VI), la variación del parámetro α da una idea de la variación del tamaño de las partículas en la atmósfera. Realmente es el espesor óptico quien nos dicta sentencia. Sus valores para 500 nm son bajos, entre 0.05 y 0.1, pero si tenemos en cuenta la elevada altitud de la estación realmente no son tan bajos como cabría esperar. La evolución que muestra la gráfica apoya la idea de quedarse con los puntos a masas ópticas mayores de 1.5, que por otra parte son la mayoría de los que tenemos. Téngase en cuenta que este procedimiento no se aplica habitualmente en la realización de representaciones de Langley, porque no es habitual disponer de medidas paralelas, limitándose al primero de los tres pasos descritos. En vez de proceder como aquí, se utilizan las constantes obtenidas por medio de las representaciones de varios días más o menos consecutivos y se promedian [Schmid et. al., 1998].

Como se ha detallado antes, utilizando las medidas hasta ahora no descartadas, se ha obtenido el valor de la irradiancia extraterrestre, mediante las 801 representaciones de Langley correspondientes a cada longitud de onda medida en el Li-Cor. El resultado se muestra para los tres días en la siguiente Figura (III.15). Como vemos, se trata de hacer un Langley sencillo en todos los casos, no se ha tratado

de hacer representaciones Langley especiales para las bandas de absorción [Forgan, 1994; Reagan, 1996], de ahí que los intervalos espectrales donde existen absorciones por gases atmosféricos aparezcan con dichas absorciones en la representación del espectro extraterrestre. En estos puntos hay que emplear técnicas de Langley modificadas [Thome et al., 1992 and 1994; Soufflet et al, 92; Schmid et al, 1996; Halthore et al., 1997], cuya discusión está fuera de los objetivos del presente capítulo. Para una mejor visualización se ha representado también la diferencia relativa con respecto al espectro extraterrestre que tomamos de referencia, como se ha dicho, [Gueymard, 1997], un espectro de alta resolución al que hemos convolucionado con la función instrumento del Li-Cor para poder utilizarlo adecuadamente con los espectros que éste mide. Aunque los días 3 y 7 muestran unas tendencias muy similares, hemos escogido el día 3 porque tiene las menores diferencias en las longitudes de onda donde vamos a aplicar el método. No perdamos de vista que pretendemos hacerlo para el Cimel, así que nos interesan especialmente las longitudes de onda donde éste mide. Las diferencias entre el espectro de referencia y el obtenido por medio de las representaciones de Langley del día 3 abarcan del 0.6% a 670 nm hasta el 7% a 870 nm.

Vamos a estudiar, antes de continuar con la comparación entre las calibraciones llevadas a cabo en el Cimel, la diferencia entre considerar la calibración habitual del Li-Cor (por medio de la lámpara de calibrado) y considerar la calibración de Langley que hubiéramos escogido para él (la realizada el día 3 de octubre de 1998).

Analizamos la diferencia directamente sobre el producto más importante sobre el que se centra este trabajo, el espesor óptico. Partimos de considerar que para obtener dicho espesor óptico τ a partir de la medida de irradiancia habitual, I , por parte del Li-Cor, se tiene por la ley de Bouguer-Lambert-Beer (ver capítulos I y V) para cada longitud de onda:

$$I = \frac{V}{Calib} = D I_0 e^{-tm}$$

con,

V el voltaje medido por el detector del instrumento, $Calib$ el fichero de calibrado obtenido mediante la calibración por medio de la lámpara de referencia, D la corrección de la distancia Tierra-Sol, I_0 el espectro extraterrestre de referencia y m la masa óptica.

En el caso de que realicemos una calibración de Langley en la que obtengamos, en esa longitud de onda, un coeficiente V_0 , correspondiente al voltaje medido en el límite exterior de la atmósfera, tendríamos que cada medida del Li-Cor habría que considerarla como:

$$V = D V_0 e^{-t'm}$$

puesto que ahora obtendríamos un nuevo espesor óptico τ' . Si ahora despejamos en ambas ecuaciones el voltaje medido V (único dato que realmente obtenemos) e igualamos, nos queda:

$$D V_0 e^{-t'm} = D Calib I_0 e^{-tm}$$

tomando logaritmos en ambos lados de la ecuación anterior:

$$\log V_0 - t' m = \log Calib + \log I_0 - t m$$

y si despejamos la diferencia de espesores ópticos obtenidos queda:

$$t' - t = \frac{1}{m} (\log V_0 - \log I_0 - \log Calib)$$

Esta ecuación nos da, pues, una estimación de la diferencia absoluta entre la obtención del espesor óptico por medio del método de Langley y por el método de la calibración con una lámpara de referencia. Como vemos, este error no depende del resultado de la medida, sino del momento en que se toma (masa óptica), de los calibrados realizados y del espectro que tomemos como referencia en el límite exterior de la atmósfera. Dado que podemos subdividir el espesor óptico con las contribuciones de Rayleigh, gases atmosféricos y aerosoles, pero estas contribuciones son bien conocidas e iguales en ambas obtenciones, podemos concluir que estamos estimando la diferencia en el espesor óptico de aerosoles.

Para dar un ejemplo, consideramos la misma medida del día 3 de octubre en que se hace la calibración de Langley. Obtenemos el voltaje V_0 a partir del Langley realizado en las medidas del Li-Cor (representado en irradiancias en la Figura III. 14). Por el razonamiento anterior, podemos comprobar sencillamente que las cantidades V_0 e I_0 Calib deberían ser iguales en condiciones ideales. La diferencia entre una y otra nos dará la diferencia en las medidas determinadas por los dos métodos. Esto está representado, para los calibrados comparables en la fecha del ejemplo propuesto, en la Figura III.16. De nuevo aparecen en ella las zonas de absorciones en las que el método de Langley no es aplicable. Observamos para el resto cómo la diferencia es en general menor del 10%, siendo para algunas longitudes de onda concretas la siguiente: -6.8% en 350 nm, -0.7% en 440 nm, -0.15% en 500 nm, -0.61% en 670 nm, -6.05% en 870 nm y -6.33% en 1020 nm. A medida que crece la longitud de onda, en el ultravioleta la diferencia desciende rápidamente, en el visible se mantiene en valores muy bajos (menores que la precisión de cada uno de los métodos de obtención de la irradiancia) y crece a medida que nos adentramos en el infrarrojo. Los valores de las diferencias, aun habiendo utilizado un Langley tomado en un solo día, son bastante aceptables. A título comparativo, recordamos que [Shaw, 1982] obtuvo diferencias menores del 2% en cinco canales de su fotómetro, pero de hasta el 12% en los otros cinco canales, especialmente en el UV y cercano IR, habiendo realizado los Langleys en Mauna Loa. Por su parte, [Schmid y Wherli, 1995] encontraron diferencias también menores del 2% en los canales de su fotómetro, salvo en el intervalo 600-700 nm donde las diferencias llegaban hasta el 4.9%, habiendo realizado los Langley en Jungfrauoch, y tomando un total de 11 días en su determinación. [Schmid et al., 1998] extendieron su estudio y encontraron resultados similares, observando además las dependencias de estas diferencias con el espectro extraterrestre de referencia tomado. Siendo menor el error del método de Langley cuanto mayor el número de días tomados en su determinación, prefieren atribuir las diferencias a los errores de la calibración de la lámpara. Sin embargo en nuestro caso, la mayor parte de las diferencias deben provenir del error asociado al método de Langley.

Hemos calculado también, para una masa de aire 1, es decir, en el peor caso de nuestro cálculo de diferencias (ver la fórmula de éstas), la representación de la Figura III.17, que nos daría el nivel máximo de diferencia entre las dos obtenciones posibles mediante ambos calibrados para cada longitud de onda. Comprobamos cómo se sigue el parecido con la determinación de la diferencia en irradiancias. Quedan aún remanentes las bandas de absorción de los diferentes gases atmosféricos, pero podemos observar básicamente:

- Que la mayor parte del espectro, sobre todo la que se refiere a longitudes de onda en que sólo influyan los aerosoles atmosféricos, tiene errores entre ambas estimaciones menores del 0.1, siendo mayor en la estimación obtenida con la calibración utilizando la lámpara de referencia que con la representación Langley.
- Que en el ultravioleta la diferencia es mayor, bajando al incrementarse la longitud de onda.
- Que en el visible la diferencia máxima es de 0.02, y es muy estable en todo este intervalo.

- Que en infrarrojo es esta vez creciente con la longitud de onda, aunque lo hace de manera más suave que el descenso en el UV.

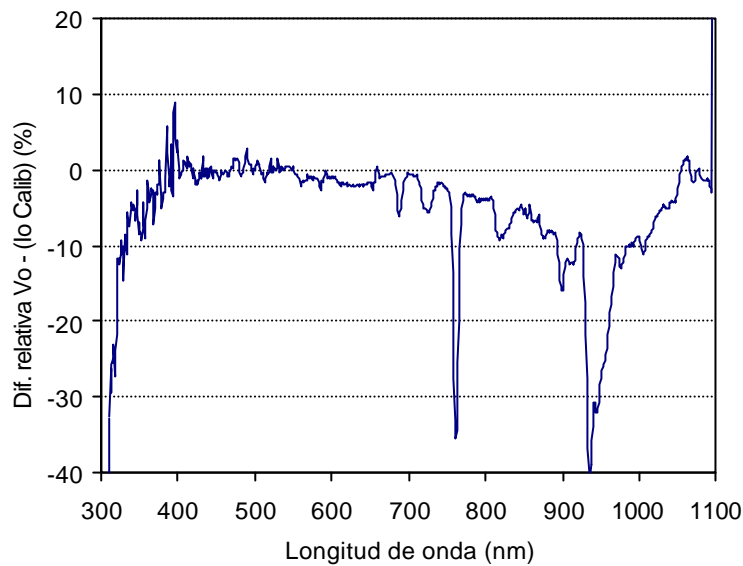


Figura III.16: Evolución espectral de la diferencia entre las constantes de calibrado que determinan la irradiancia medida utilizando el método de Langley y utilizando una lámpara de calibrado.

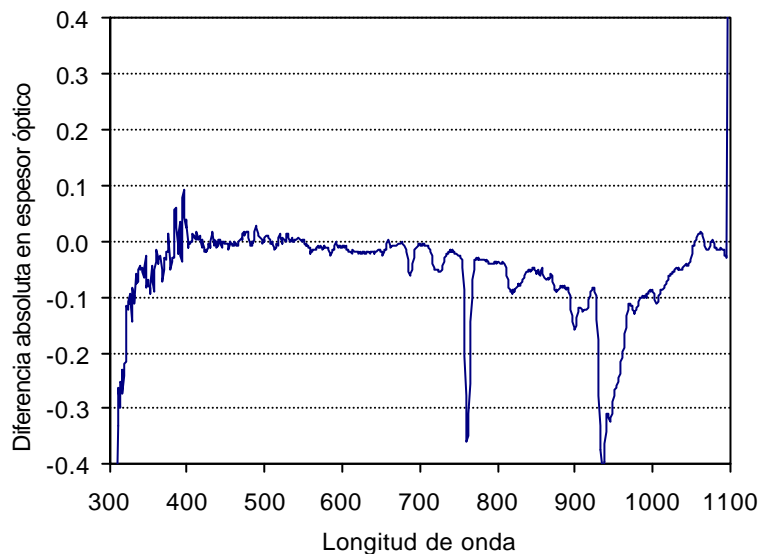


Figura III.17: Evolución espectral de la diferencia entre las obtenciones del espesor óptico utilizando el método de Langley y utilizando una lámpara de calibrado, para una masa de aire 1 (límite máximo de estas diferencias).

Finalmente, mostramos la dependencia de estas diferencias con la masa óptica, en algunas longitudes de onda escogidas entre las más importantes (como veremos) en la obtención de espesor óptico y otros parámetros de aerosoles (Figura III.18). Como indicaba la ecuación anterior, a medida que aumenta la masa óptica disminuye la diferencia entre ambas estimaciones. Observamos cómo las menores diferencias (siempre menores de 0.01) se producen en el visible, mientras que las de las longitudes de onda del ultravioleta y del infrarrojo, a pesar de su lejanía, tienen comportamientos

similares, siendo las diferencias decrecientes desde el valor de 0.06-0.07 para una masa de aire de 1 hasta bajar de 0.02 para una masa de aire de 3.5 en adelante.

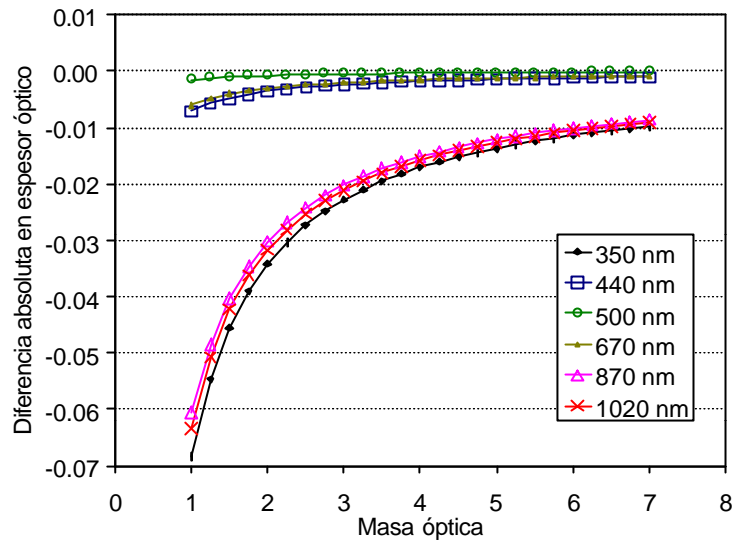


Figura III.18: Evolución con la masa de aire de la diferencia entre las obtenciones del espesor óptico utilizando el método de Langley y utilizando una lámpara de calibrado, en varias longitudes de onda sin absorción por gases atmosféricos.

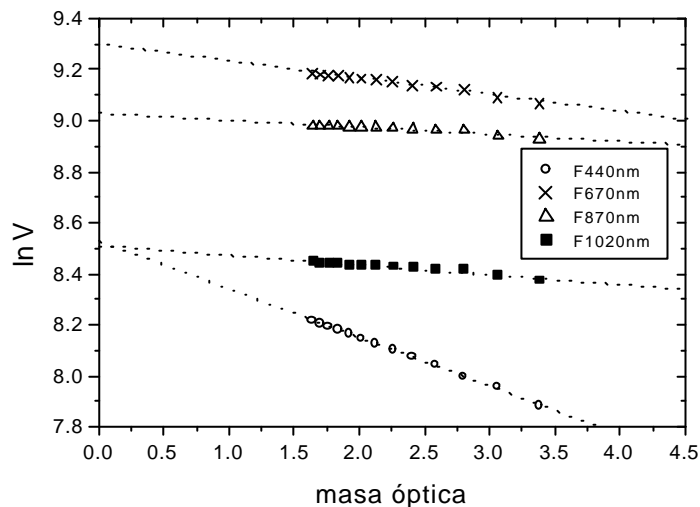


Figura III.19: Representaciones de Langley para la mañana del día 3.

Volvamos a la determinación de las distintas calibraciones que queremos estudiar en el Cimel.

Con los resultados de la Figura III.15 se nos indica que el menor error lo tendremos al trazar las representaciones de Langley para la mañana del día 3 con los datos del Cimel. La representación en este caso del logaritmo del nivel digital de voltaje obtenido en la medida ($\ln V$) frente a la masa óptica da lugar, en la ordenada en el origen, a la constante de calibración (V_0) de cada filtro. Observamos en la Figura III.19 que las medidas del filtro a 440 nm son las que menores desviaciones presentan con respecto a una recta, probablemente porque esta longitud de onda está menos influida que las otras por la proximidad de bandas de absorción de gases atmosféricos.

En la siguiente (Tabla III.3) se detalla el nivel digital de calibración (el que tendríamos en el límite exterior de la atmósfera) V_0 , junto con la irradiancia extraterrestre I_0 que se obtiene con el espectro de referencia a la resolución del Li-Cor. En principio podemos hacer una asignación del nivel digital de calibración, de modo que para una medida cualquiera, que dé lugar a un nivel digital V en el Cimel, la irradiancia que asignaremos a dicha medida será:

$$I = \frac{I_0}{V_0} V$$

Filtro	V_0	Error absoluto	Error relativo (%)	$I_{\text{equiv.}}$ (nm)	Irradiancia I_0 $I_{\text{equiv.}}$ (W/m ²)
1(1020)	4983	36	0.7	1019	0.72
3(670)	10194	63	0.6	670	1.53
4(440)	5062	21	0.4	442	1.86
6(870)	8336	56	0.7	867	0.95

Tabla III.3: Coeficientes de calibrado para el Cimel#114 obtenidos por medio de la representación Langley del día 3, con la irradiancia obtenida en la longitud de onda equivalente.

Por tanto, ya estamos en condiciones de comparar ambos instrumentos tanto en irradiancia (por este método, cuyo interés será demostrado en la siguiente sección), como en espesor óptico, pues la medida del Cimel nos dará directamente el espesor óptico a través de:

$$V = DV_0 \exp(-\tau m)$$

Como vemos en la tabla, los errores ΔV_0 por la determinación utilizada en V_0 son menores del 0.7% (lo que indica cuál va a ser el mayor error en irradiancia). El error en espesor óptico $\Delta \tau$ correspondiente a esta calibración será dependiente de la masa óptica, a través de

$$\Delta \tau = \frac{1}{m} \ln \left(1 + \frac{\Delta V_0}{V_0} \right)$$

El error absoluto máximo que podemos obtener en espesor óptico es de 0.007 para 440 nm, en esta determinación que acabamos de llevar a cabo.

III.4.3. Verificación experimental de los distintos calibrados.

Procedemos ahora a la verificación experimental de las calibraciones obtenidas. Para esta verificación vamos a emplear los datos medidos simultáneamente por Li-Cor y Cimel en otro lugar y unos días más tarde de la realización de las medidas usadas en la calibración de Langley. La idea era utilizar medidas tomadas en condiciones distintas de las empleadas en las calibraciones. Por eso, las que utilizamos a continuación fueron obtenidas durante unas condiciones de mayor turbiedad e incluso episodios atmosféricos con cirros y velos.

Tales fueron las de una campaña posterior, realizada en la Estación de Seguimiento de la NASA en Robledo de Chavela (Madrid), perteneciente a la Red de Espacio Profundo (*Deep Space Network*), entre los días 27 y 30 de octubre de 1998. Las coordenadas del lugar son 40° 25' 44.65" N y 4° 14' 58.36" W, siendo la altitud del lugar de 829 m, con una presión atmosférica aproximada de 920 mb, no variando sustancialmente en los días de medida.

III.4.3.1. Irradiancias

Vamos aquí a mostrar los resultados de la comparación entre las medidas obtenidas a través de las anteriores calibraciones para un día representativo, el 30 de octubre. La comparación la haremos tanto en irradiancia como en espesor óptico. No obstante, repasando los apartados anteriores podemos notar que las medidas de irradiancia que nos da el Cimel por el método de Langley son indirectas, en el sentido de que hemos asignado una irradiancia a un valor del nivel digital V_0 que el método nos suministra. Por el contrario, la medida de espesor óptico es directa, pues emplea únicamente el nivel digital obtenido y el asignado por la representación de Langley. Sin embargo, el método de intercomparación es directo a la hora de suministrar la medida de irradiancia, pero necesita de un paso adicional para llegar a la medida en espesor óptico. Por lo tanto, el método de Langley tendrá un mayor error que el de intercomparación en cuanto a irradiancias, pero será menos erróneo en cuanto a espesores ópticos, los cuales suministra directamente.

En la siguiente Figura III.20 se ilustran las medidas en irradiancia obtenidas por parte del Li-Cor a la longitud de onda *central* de los filtros del Cimel, así como las que da el Cimel utilizando las dos calibraciones anteriormente expuestas: la de intercomparación (usando las medidas de 4 y 25 de agosto en Valladolid, respectivamente) y la del método de Langley (con las constantes obtenidas de las medidas de la mañana del 3 de octubre en Sierra Nevada). Tenemos, por consiguiente, tres conjuntos de medidas que podemos comparar con las del Li-Cor a la longitud de onda central del Cimel. Como hemos comentado, la calibración resultante de unir ambos días de intercomparación es muy parecida a la del día 25 de agosto, debido a que éste fue el día de mayor rango dinámico de medidas. Este resultado no se muestra en las figuras, pues lo hemos eliminado por simplicidad, pero sí mostraremos sus logros en las tablas, donde la veracidad de este comentario podrá ser apreciada.

Para empezar, se puede observar un relativamente buen acuerdo entre todas las medidas para los cuatro filtros: las tendencias son análogas en todos los casos a lo largo del día. Observamos, por lo general, cómo la medida del Li-Cor es ligeramente menor que la del Cimel en todos los casos, salvo en el del filtro 4, a 440 nm, en el que la medida del Cimel dada a través de la calibración Langley es similar o ligeramente superior a la del Li-Cor en la longitud de onda central del filtro. Para los otros tres puntos las medidas son muy similares.

Presentamos, para mejorar los criterios de comparación, las gráficas en donde se han representado las diferencias relativas entre las medidas obtenidas por medio de las distintas calibraciones y las medidas obtenidas por el Li-Cor calibrado con la lámpara (Figura III.21). Téngase presente que estas diferencias, siendo relativas, es de esperar que sean mayores cuando las irradiancias son menores, es decir, en las horas iniciales y finales del día.

Como vemos por las diferencias, el método de Langley parece tener mejor respuesta en los 440 nm, mientras que en los otros filtros los métodos de intercomparación del día 25 de agosto y de Langley se comportan de forma parecida. Para clarificar los resultados los esquematizamos así:

- El método de Langley tiene unas diferencias relativas muy bajas (de entre -4 y 4%, pero menores aún en las horas centrales del día) en el filtro de 440 nm (el filtro 4). Estas diferencias son un poco mayores (entre -1.6 y 8.6%) para los otros filtros, en los que la irradiancia por esta calibración es algo mayor que la del Li-Cor, en promedio, un 5% mayor.
- El método de intercomparación del 4 de agosto, el de menor rango dinámico, tiene unos valores de irradiancia más elevados, siendo las diferencias más altas (alrededor del 10%) salvo en el filtro 1 (1020 nm). Por otro lado, en el filtro 4 observamos una tendencia a incrementarse las diferencias en las horas extremas del día, mientras que en los otros filtros la tendencia desaparece, comportándose las diferencias del mismo modo que las del caso de la calibración Langley.

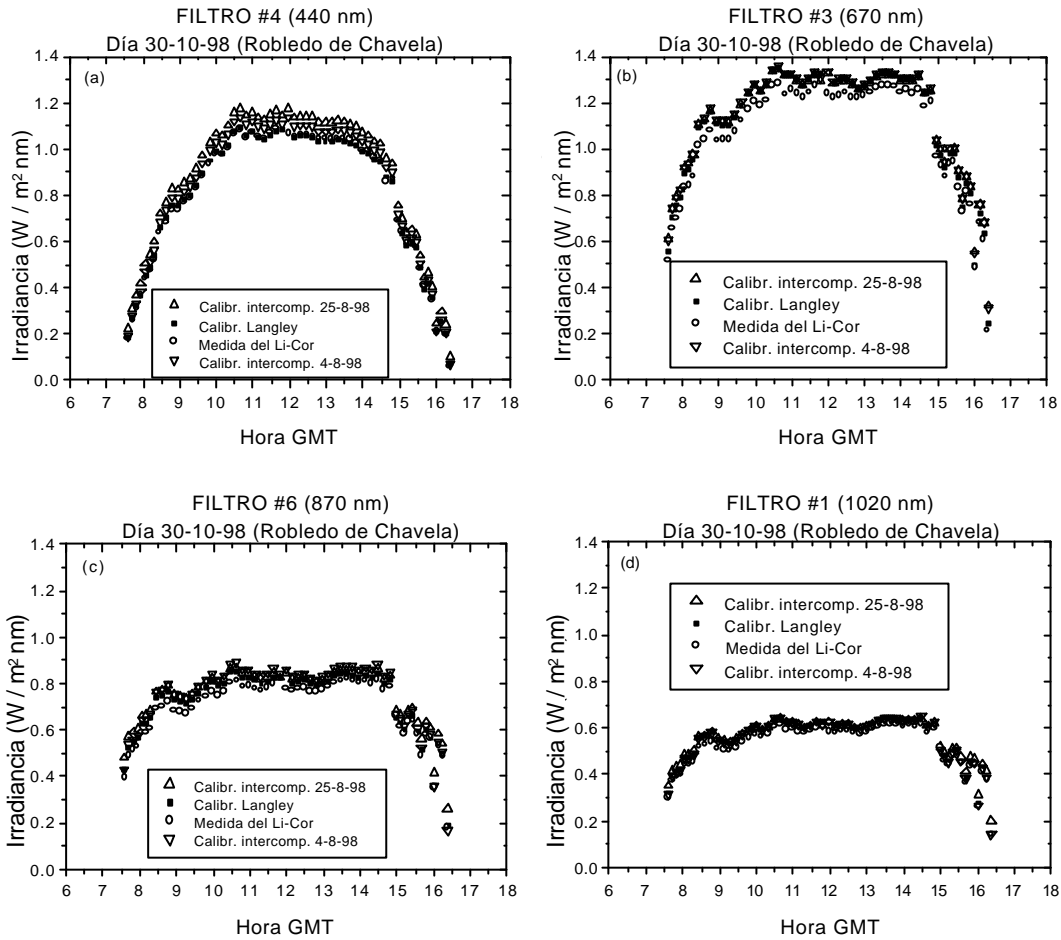


Figura III.20: Evolución en irradiancias para cada filtro del Cimel obtenidas con el Li-Cor y con el Cimel a través de las diferentes calibraciones (la intercomparación del día 4 de agosto, del día 25 de agosto, y la del Langley del día 3 de octubre del 1998)

- El método de intercomparación del 25 de agosto, el de mayor rango dinámico, presenta sin embargo la tendencia de incrementar las diferencias en las horas extremas del día en todos los filtros. Las diferencias son un poco mayores que en la otra intercomparación para el filtro 4, y menores para los otros filtros.

En las horas centrales del día, prácticamente todos los métodos arrojan unas diferencias de entre el 5 y el 10%.

Si procesamos las medidas del Cimel con la calibración de intercomparación formada por los dos días de intercalibración juntos, el mayor peso lo lleva el día 25, por tener mayor rango dinámico, con lo que las tendencias finales son parecidas a las de esta intercalibración. Ello se puede ver en la siguiente tabla resumen de resultados (Tabla III.4), donde hemos añadido ese caso. En la tabla se han tratado de representar de otro modo las diferencias: haciendo ajustes lineales entre las medidas dadas por el Cimel y la medida del Li-Cor. Naturalmente, si todo fuera ideal, los ajustes serían perfectos, de ordenada en el origen 0 y pendiente 1. Pero hay que considerar que las resoluciones de ambos instrumentos son ligeramente distintas, por lo que no se puede esperar ni idealmente esta respuesta. No obstante, las calibraciones obviamente serán tanto mejores cuanto más se acerquen a 1 las pendientes de dichos

ajustes y a 0 sus ordenadas en el origen. Como se deduce de la tabla, estos ajustes tienden a reforzar las conclusiones anteriores.

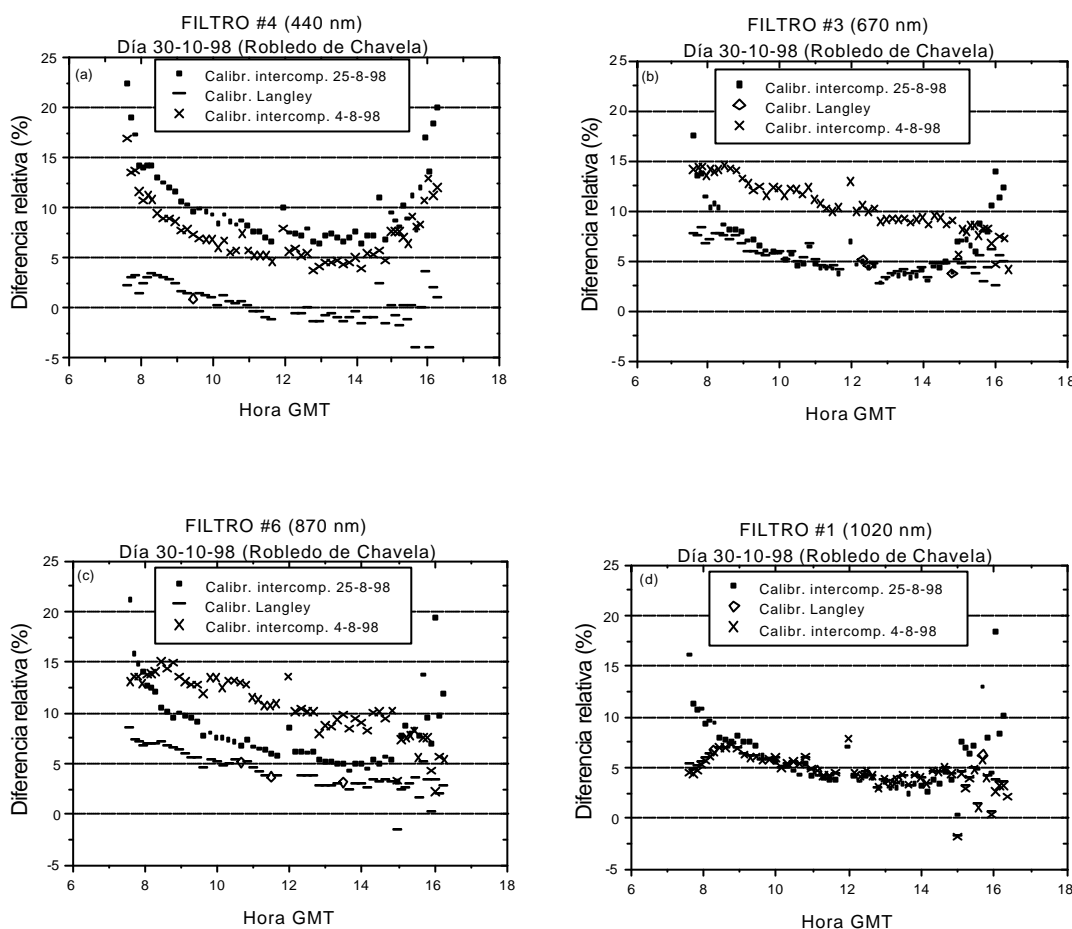


Figura III.21: Diferencias relativas entre las irradiancias obtenidas con el Li-Cor y las obtenidas con el Cimel a través de las diferentes calibraciones (la intercomparación del día 4 de agosto, del día 25 de agosto, y la del Langley del día 3 de octubre del 1998) en las cuatro longitudes de onda de los filtros del Cimel.

Así, la pendiente más próxima a 1 la proporcionan los datos derivados de la calibración Langley, si bien las diferencias tienen una mayor desviación estándar, especialmente en el filtro 3. La intercomparación del 4 de agosto da las menores ordenadas en el origen, aunque si le unimos el error, las diferentes calibraciones son equivalentes.

Notamos de todo ello que, si nos fijamos en un tipo de calibración, el comportamiento en cada filtro es diferente. No debe olvidarse, en todo caso, que estamos hablando de comportamientos relativos a nuestro espectrorradiómetro, con una resolución ligeramente distinta en las medidas. La buena respuesta que está proporcionando el método de Langley al compararlo con el espectrorradiómetro es, como realimentación, un indicador del buen comportamiento de éste. Sin embargo, las diferencias aparecidas para los métodos de intercomparación se antojan demasiado grandes como para tomar en este caso como válidas las calibraciones a las que han dado lugar. Esto demuestra que el método de Langley es más fiable que una intercomparación si hemos utilizado en ambos pocos días para llevarlos a cabo.

FILTRO #1(1020)	Ord. origen	Error Ord.	Pendnte	Error pend.	Coef. Corr.	Desv. Stand.
Interc. 25 agosto	0.072	0.005	0.921	0.010	0.997	0.007
Interc. 4 agosto	-0.004	0.006	1.055	0.011	0.997	0.008
Interc. ambos	0.062	0.005	0.941	0.010	0.997	0.007
Langley	0.002	0.005	1.044	0.010	0.997	0.008
FILTRO #3 (670)						
Interc. 25 agosto	0.113	0.007	0.955	0.006	0.999	0.012
Interc. 4 agosto	0.025	0.007	1.028	0.007	0.999	0.013
Interc. ambos	0.109	0.007	0.963	0.006	0.999	0.012
Langley	-0.029	0.018	1.066	0.017	0.993	0.033
FILTRO #4 (440)						
Interc. 25 agosto	0.037	0.004	1.044	0.005	0.999	0.011
Interc. 4 agosto	0.007	0.004	1.038	0.005	0.999	0.011
Interc. ambos	0.033	0.004	1.049	0.005	0.999	0.011
Langley	0.011	0.004	0.989	0.005	0.999	0.010
FILTRO #6 (870)						
Interc. 25 agosto	0.096	0.007	0.940	0.011	0.996	0.011
Interc. 4 agosto	-0.026	0.009	1.115	0.013	0.996	0.013
Interc. ambos	0.087	0.008	0.953	0.011	0.996	0.011
Langley	0.011	0.008	1.026	0.011	0.997	0.012

Tabla III.4: Parámetros de los ajustes lineales entre las medidas de Li-Cor y de Cimel para cada filtro y utilizando la intercomparación del día 25 de agosto, la del 4 de agosto, la del conjunto de ambos días y el Langley del día 3 de octubre para obtener la medida del Cimel.

III.4.3.2. Espesores ópticos

En este caso, vamos a ejecutar semejantes comparaciones tomando los datos anteriores de irradiancia y pasándolos a espesor óptico, teniendo en cuenta que:

- En el caso de las calibraciones por intercomparación, para conseguir el espesor óptico hay que tomar la ley de Bouguer y utilizar como irradiancia en el límite exterior de la atmósfera la I_0 que utilizamos como referencia, una vez transformada a la resolución del Li-Cor.
- En el caso de la calibración por el método de Langley, sin embargo, no es necesario realizar ningún paso intermedio. El valor del espesor óptico se obtiene de la medida utilizando solamente la masa óptica y la constante V_0 en cada filtro. Las que aplicamos aquí son las que obtuvimos en la calibración Langley del día 3, es decir, como en el caso de la comparación anterior de irradiancias.

Así obtenemos las gráficas correspondientes a la siguiente Figura III.22, en la que se exponen los espesores ópticos totales obtenidos por los diferentes calibrados. También mostramos las diferencias relativas en la Figura III.23.

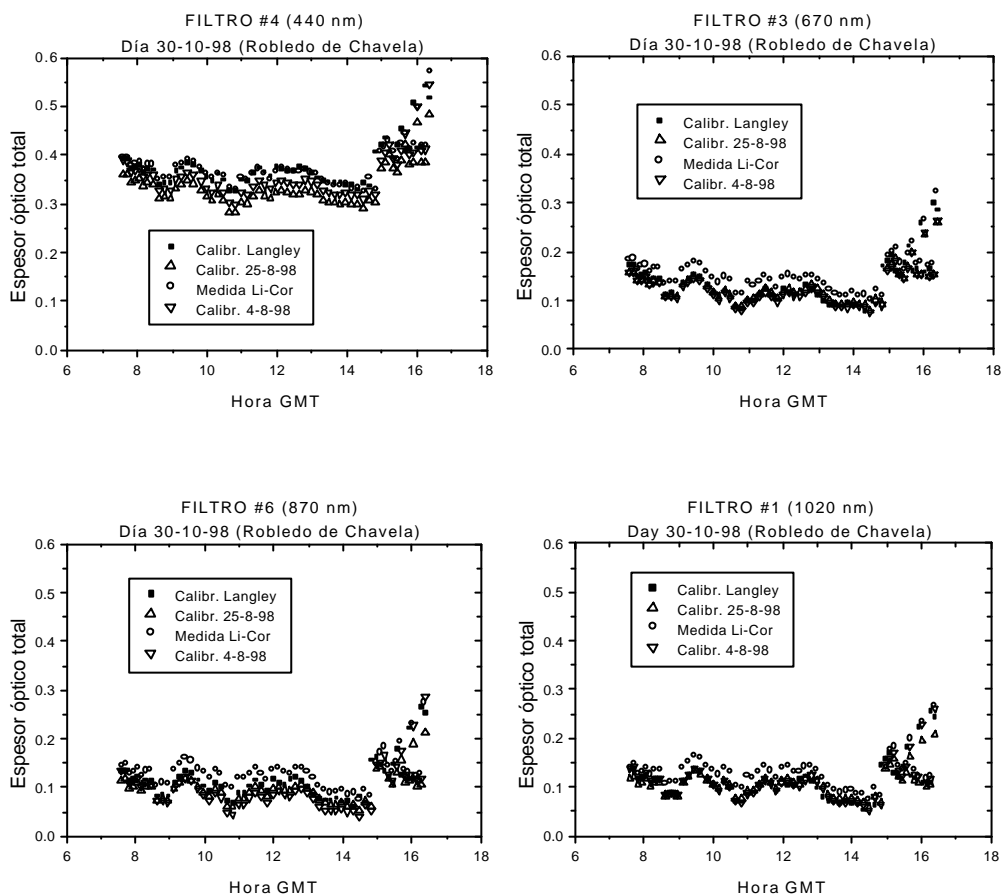


Figura III.22: Evolución en los espesores ópticos para cada filtro del Cimel obtenidos con el Li-Cor y con el Cimel a través de las diferentes calibraciones (la intercomparación del día 4 de agosto, del día 25 de agosto, y la del Langley del día 3 de octubre del 1998).

Como vemos, las evoluciones de los datos son similares entre sí, siendo los espesores ópticos obtenidos por el Li-Cor más altos que los dados por el Cimel, salvo en 440 nm para el caso de la calibración Langley. Los datos dados por esta calibración son los que más se acercan a los dados por el Li-Cor, aunque para el filtro de 1020 nm la calibración por intercomparación del 4 de agosto arroja similares resultados. Los filtros de 670 y 870 nm parecen afirmar la idea de que una intercalibración con un rango dinámico amplio parece ser la mejor opción, pero los otros dos filtros apuntan en dirección contraria, con lo que no se puede llegar a esa conclusión.

Un análisis estadístico de las diferencias relativas se muestra en la siguiente (Tabla III.5), en la que se presenta la desviación promedio de la medida por el método marcado, respecto a la medida del Li-Cor, la desviación estándar de las diferencias, la cantidad U_{95} que se extrae con las dos [International Organization for Standardization, 1995], la desviación cuadrática media (DCM), y la pendiente y ordenada en el origen de la recta de valores medidos por el Cimel frente a los medidos por el Li-Cor, mejor cuanto más se acerque a 1 la pendiente y a 0 la ordenada en el origen. Recordemos que se define $U_{95} = \sqrt{desv^2 + (2 stdev)^2}$.

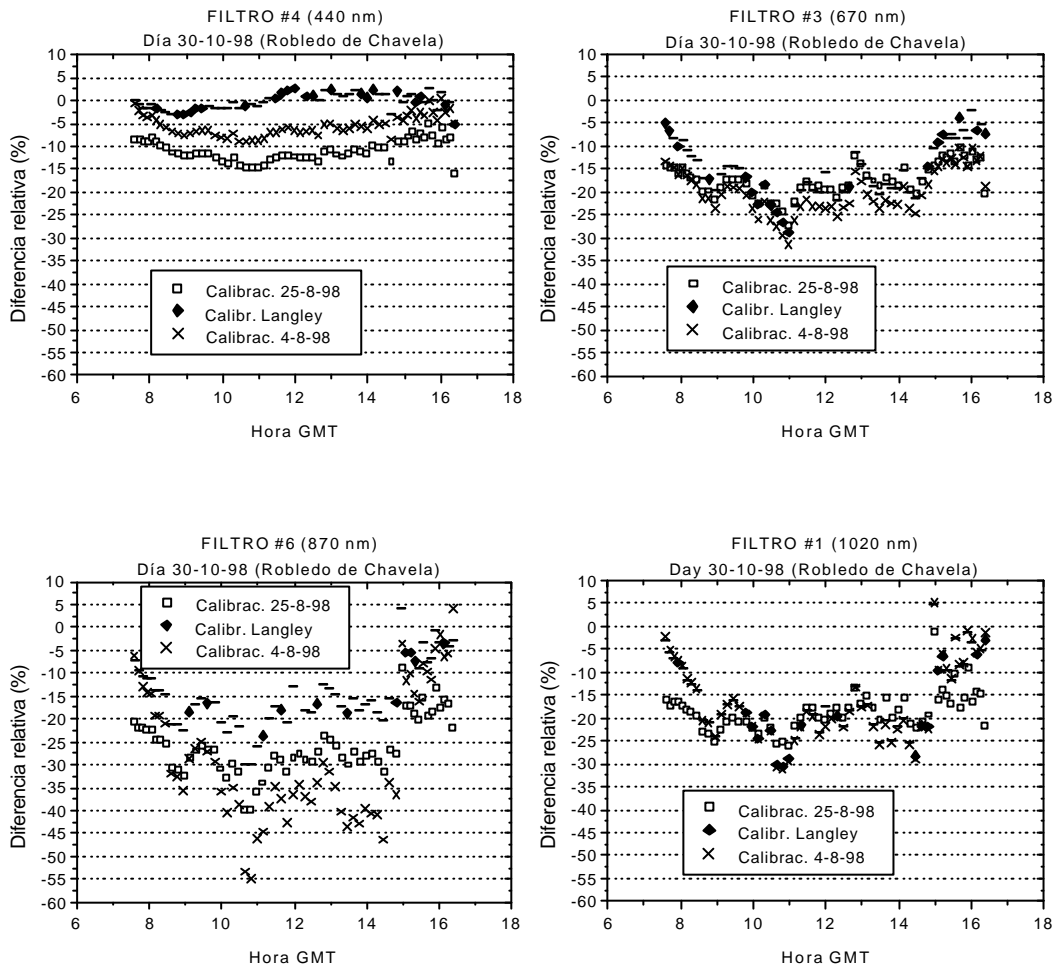


Figura III.23: Diferencias relativas entre los espesores ópticos obtenidos con el Li-Cor y los obtenidos con el Cimel a través de las diferentes calibraciones (la intercomparación del día 4 de agosto, del día 25 de agosto, y la del Langley del día 3 de octubre del 1998) en las cuatro longitudes de onda de los filtros del Cimel.

Podemos apreciar de nuevo cómo las medidas que utilizan la calibración Langley presentan un mejor comportamiento, en especial en el filtro de 440 nm, donde las diferencias no son tan dispersas como en otros filtros, siendo la pendiente de la recta obtenida la más próxima a 1. Los filtros a 670 y 1020 nm muestran comportamientos parecidos, apareciendo las mayores diferencias en las horas centrales del día, las que tienen una menor masa óptica. El filtro a 870 nm muestra las mayores diferencias, especialmente para la intercomparación que fue hecha con el menor rango dinámico de medidas, la del 4 de agosto.

Finalmente, a partir de las medidas de espesor óptico total pasamos a obtener el espesor óptico de aerosoles (no mostrado). El método es el habitual (ver capítulos I y V), aplicándose por igual a todas las medidas, lo que ha de introducir un error adicional en las del Cimel, ya que su resolución no es la misma que en los modelos empleados para eliminar las contribuciones de otros gases. Naturalmente, las desviaciones son algo mayores, pues el producto final es cada vez más indirecto, acumulándose los errores de cada paso de obtención (en definitiva, eliminación de contribuciones de Rayleigh), pero las conclusiones fundamentales son análogas a las ya expuestas.

<u>Interc. 4 Agosto</u>						
	Desv.	Std	U ₉₅	DCM	Pendte.	Ord.Org
FILTRO#1 (1020)	-0.02	0.002	0.05	0.02	1.055	-0.004
FILTRO#3 (670)	-0.03	0.03	0.07	0.03	1.028	0.025
FILTRO#4 (440)	-0.02	0.02	0.05	0.02	1.038	0.007
FILTRO#6 (870)	-0.03	0.04	0.08	0.04	1.115	-0.026

<u>Interc. 25 Agosto</u>						
	Desv.	Std	U ₉₅	DCM	Pendte.	Ord.Org
FILTRO#1 (1020)	-0.02	0.03	0.06	0.03	0.921	0.072
FILTRO#3 (670)	-0.03	0.03	0.06	0.03	0.955	0.113
FILTRO#4 (440)	-0.04	0.04	0.09	0.04	1.044	0.037
FILTRO#6 (870)	-0.03	0.03	0.08	0.03	0.940	0.096

<u>Interc. ambos</u>						
	Desv.	Std	U ₉₅	DCM	Pendte.	Ord.Org
FILTRO#1 (1020)	-0.03	0.03	0.07	0.03	0.941	0.062
FILTRO#3 (670)	-0.03	0.04	0.08	0.04	0.963	0.109
FILTRO#4 (440)	-0.05	0.06	0.14	0.06	1.049	0.033
FILTRO#6 (870)	-0.03	0.04	0.09	0.04	0.953	0.087

<u>Langley</u>						
	Desv.	Std	U ₉₅	DCM	Pendte.	Ord.Org
FILTRO#1 (1020)	-0.02	0.05	0.11	0.05	1.044	0.002
FILTRO#3 (670)	-0.02	0.06	0.11	0.06	1.066	-0.029
FILTRO#4 (440)	-0.01	0.08	0.16	0.08	0.989	0.011
FILTRO#6 (870)	-0.02	0.05	0.11	0.05	1.026	0.011

Tabla III.5: Análisis estadístico de las diferencias relativas entre las medidas de cada método utilizado en el Cimel para obtener el espesor óptico y el dato que suministra el Li-Cor (DCM = desviación cuadrática media).

III.4.3.3. Conclusiones

La conclusión principal es que hay que utilizar una serie de datos muy depurada y exhaustiva para poder realizar una intercalibración en un instrumento con garantías de que funcione razonablemente bien. No obstante, debemos tener en cuenta que este estudio se ha realizado entre dos instrumentos de características distintas, mientras que habitualmente la intercalibración se realiza por medio de un instrumento igual al que se va a calibrar pero de referencia. Esta es la principal fuente de error en este análisis.

Los resultados también indican un mayor error en el espesor óptico en las medidas en masas de aire elevadas para los métodos de intercalibración, que no parece ser resuelto satisfactoriamente utilizando para dicha intercalibración medidas de mayor rango dinámico. Es el método de Langley, independiente y propiamente adaptado al fotómetro Cimel, el que arroja mejores resultados al compararlos con las medidas del Li-Cor, especialmente en 440 nm si hablamos del espesor óptico.

La ya señalada dependencia con la masa de aire para los datos obtenidos tras intercalibración conlleva una infravaloración en el espesor óptico en las horas centrales del día. Si las diferencias entre las medidas de irradiancia del Li-Cor y las del Cimel son aceptables, al pasar a espesor óptico estas diferencias se incrementan considerablemente. Por lo tanto, es necesario un cuidadoso calibrado, en especial en cualquier método de intercalibración, siendo necesarias además periódicas intercomparaciones para obtener medidas de espesor óptico buenas y comparables.

Cabe citar aquí que actualmente se está terminando en el GOA-UVA una intercalibración entre el Li-Cor 1800, el Brewer #150 y un espectrógrafo EPP3000 de la casa StellarNet, que mide en los intervalos espectrales UV y visible. Este trabajo será un buen ejemplo de las dificultades y de la precisión que hay que cuidar para poder llevar a cabo una intercomparación de este estilo.

Los problemas de la calibración utilizando una lámpara de referencia que inducen al error final de la medida son de distintos orígenes:

- Incertidumbres experimentales en cuanto a distancia de la lámpara al detector o disposiciones angulares inadecuadas, o en la irradiancia emitida por la lámpara, no deberíamos considerarlas teniendo en cuenta que su influencia puede reducirse al máximo con el necesario cuidado. Recordemos que en todos los calibrados se ha medido simultáneamente la intensidad de corriente por la lámpara y el voltaje, con lo que queda determinada su potencia. A mayores, y evitando posibles deposiciones en la lámpara o degradaciones en la composición que varíen su respuesta, no hemos utilizado ninguna lámpara que superara las veinte horas de uso.
- Incertidumbres en la respuesta del instrumento, que en el caso del Li-Cor han sido suficientemente determinadas en el capítulo II.
- Incertidumbres en el espectro solar de referencia. [Schmid et al., 1998] realizan un estudio de las posibles diferencias entre distintos espectros del límite exterior de la atmósfera, uno de los cuales es el utilizado por nosotros. Las diferencias son menores del 5% en general, bajando por debajo del 2% en el intervalo visible.

Las incertidumbres en la determinación de las constantes de Langley provienen de los errores del instrumento y de la desviación de los puntos de la recta de calibración, que ya hemos determinado. Comprobamos, en definitiva:

- Que el método de Langley puede ser más preciso siempre y cuando se realice con un número suficiente de representaciones, todas ellas con un número suficiente de puntos. Por representaciones estamos considerando las que se realizan en unas condiciones atmosféricas prácticamente perfectas, sin variación de espesor óptico.
- Que podemos controlar en lo posible las condiciones de calibrado por medio de una lámpara de referencia, siendo este método más adecuado si no puede disponerse de una representación de Langley repetida un suficiente número de veces.

En nuestro lugar de medida, y con las condiciones de trabajo, es más factible desde el punto de vista logístico para el Li-Cor realizar frecuentes calibrados del instrumento mediante su calibrador y

sus lámparas de referencia que subirlo a lugares de alta montaña y obtener varias representaciones de Langley. El mayor problema es que es más fácil hacer un seguimiento de la respuesta del instrumento en laboratorio (en las instalaciones del INTA o en el GOA-UVA) que encontrar, sin mover el instrumento de su lugar de medida, el suficiente número de días con condiciones para realizar calibrados de comprobación o por el método de Langley. Por estas razones nos quedamos con el método de la lámpara de calibrado para el Li-Cor empleado en este trabajo.

Para el caso del Cimel, quien se encarga de los calibrados es la NASA, y como hemos visto finalmente estos calibrados se realizan por intercomparación con un instrumento de referencia calibrado en Mauna Loa con representaciones de Langley, que sería nuestro patrón de precisión. Esto es, se está confiando finalmente en una calibración de tipo Langley, lo cual puede dar idea de la importancia que finalmente tiene este método actualmente.

III.5. COMPARACIÓN ENTRE DOS LI-CORS UTILIZANDO MEDIDAS DE IRRADIANCIA GLOBAL

Una vez analizados los diferentes métodos de calibrado existentes, nos centramos a continuación en estudiar la respuesta comparada entre dos instrumentos iguales. Esto no se hace con ánimo de intercalibrar, como anteriormente, sino para comprobar que nuestros resultados serán comparables con la bibliografía.

Así, en este apartado se analizan comparaciones entre medidas tomadas con dos Li-Cor en diferentes condiciones de medida. En concreto, el Li-Cor que hemos empleado en este trabajo, que utiliza el receptor coseno remoto y la fibra óptica, y el del Departamento de Termodinámica de la Universidad de Valencia, que utiliza un receptor coseno integrado en el Li-Cor y sin fibra óptica intermedia.

Cuando estudiamos estas medidas y calculamos las diferencias entre ellas, como veremos, encontramos variaciones muy significativas, especialmente en altura (irradiancia), que se deben al calibrado distinto de ambos instrumentos. Centrándonos en el tema de la desviación en longitud de onda, existe una muy significativa: en ciertos puntos del espectro aparecen picos al calcular las diferencias. Estos puntos coinciden con zonas donde hay líneas espectrales muy marcadas. La explicación reside en un desplazamiento en longitud de onda entre instrumentos. La forma de determinar este desplazamiento de manera correcta es utilizando las emisiones de lámparas espectrales. Sin embargo, podemos averiguar este desplazamiento por medio de las medidas simultáneas de irradiancia global. Por ejemplo, si de una serie de estas medidas (la primera de las descritas al inicio del documento) representamos las diferencias espectralmente, obtenemos la siguiente Figura III.24.

Como vemos, las diferencias muestran una acusada variabilidad espectral, con algunos picos muy prominentes situados en lugares donde existen bandas de absorción atmosférica. Sin embargo, desplazamos ahora las medidas de uno de los instrumentos (en concreto, y de acuerdo con lo que se aprecia en las medidas de lámparas espectrales en la comparación de ambos instrumentos, desplazamos el de Valencia 1 nm hacia delante, es decir, donde mide 300, ponemos 301). En ese caso obtenemos la Figura III.25.

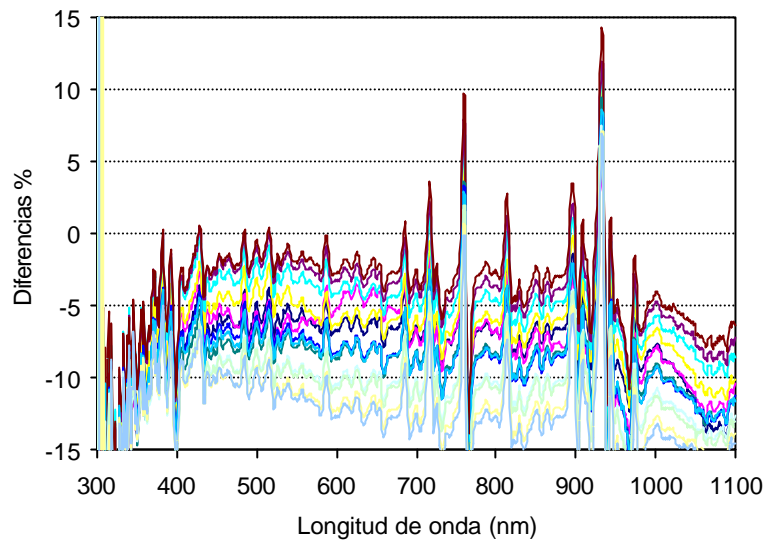


Figura III.24: Diferencias entre las medidas de los Li-Cor en irradiancia global, sin tratamiento previo.

Observamos varios puntos:

- Que, espectralmente, las diferencias son muchísimo menos fluctuantes. La desviación en longitudes de onda de ambos instrumentos es, por lo tanto, cercana a 1 nm
- Que sigue habiendo cierta diferencia antes de 400 nm, por lo que probablemente ahí la diferencia sea menor (o mayor, que no la hayamos alcanzado. Si desplazamos 2 nm observamos que estas diferencias se disparan, por lo que concluimos que la desviación no debe ser mayor de 1 nm, sino menor).
- Que la tendencia en los picos fundamentales de 760 y 940 nm se ha invertido (de hecho, es haber trazado la derivada). Esto implica que la desviación real del instrumento debe ser un poco menor que la que hemos establecido mediante este desplazamiento ficticio. El trazar la derivada da cuenta de la precisión con que está encontrada la longitud de onda correspondiente.

Naturalmente, es lícito interpolar las medidas obtenidas para tener un muestreo “ficticio” más amplio, y poder desplazar menos “pasos” las medidas, averiguando el desplazamiento para el que se produce el mínimo de diferencia entre las medidas. Una vez hecho esto, los resultados, en absoluto concluyentes, tienden a reafirmar los ya obtenidos.

En todo caso, la medida en exteriores está sujeta a fuertes variaciones debidas a muchas otras causas, como bien se sabe, tales como diferencias en los horizontes de medida, horizontalidad de los receptores, etc. Por ello, los resultados de un estudio como el recién detallado pueden estar sujetos a las mismas variaciones.

En los últimos años se emplea en este campo un algoritmo iterativo ideado por H. Slaper [ver Slaper et al., 1995]. Este algoritmo intenta *deconvolucionar* la medida obtenida utilizando un espectro extraterrestre de alta resolución, que por medio de sucesivas convoluciones con la función instrumento y comparaciones con el espectro medido, trata de adaptarse a éste iterativamente. Se consigue así un posible espectro de alta resolución que se acerque al que hubiéramos medido de tenerla disponible en nuestro instrumento. Si este algoritmo se aplica al intento por resolver las diferencias en la precisión de

la posición de longitud de onda entre diversos instrumentos, logra buenos resultados para encontrar la magnitud de tales desviaciones, lo que permite comparar de manera más rigurosa ambos instrumentos. Sin embargo, nos parece que intentar obtener más información que la que se obtiene por medio de la medida es teóricamente poco factible, con lo que no parece aplicable a una caracterización de la precisión en longitud de onda de un único instrumento.

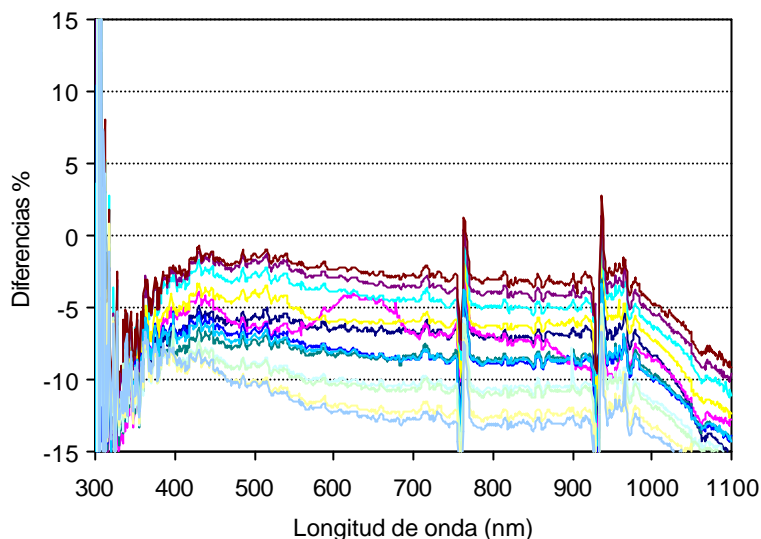


Figura III.25: Diferencias entre las medidas de los Li-Cor en irradiancia global, desplazando la medida del Li-Cor de Valencia 1 nm.

III.6. INTERCOMPARACIÓN DEL LI-COR CON INSTRUMENTOS EN EL UV: RANGO DE VALIDEZ DE LA MEDIDA EN EL UV

En este apartado se analizan las medidas llevadas a cabo simultáneamente con diversos instrumentos durante la primera campaña de intercomparación de radiómetros UV llevada a cabo en la estación de El Arenosillo del 1 al 10 de septiembre de 1999 [Muniosguren et al., 2001], como parte del Proyecto de UV coordinado por el INM (ver Introducción). Esta campaña está dentro de nuestra base de datos de medidas que describiremos en el siguiente capítulo. Básicamente, esta campaña fue dedicada a comparar instrumentos de medida de radiación ultravioleta. Nosotros la aprovechamos aquí para determinar más concretamente y sobre medidas reales hasta dónde podemos llegar a conclusiones con la medida del Li-Cor en el UV.

La idea es la siguiente: en el capítulo II hemos visto cómo la medida entre 300 y 330 nm viene afectada de un error alto. Lo que tratamos de ver a continuación es si realmente podemos considerar la medida válida cerca o por debajo de 330 nm, comparándola con las medidas tomadas por otros instrumentos cuya dedicación plena al intervalo UV y cuya precisión avalan sus medidas. Es el caso de los espectrómetros Brewer presentes en esta campaña, con un intervalo espectral de medida de 286.5 a 363 nm, con una resolución de 0.6 nm (FWHM de la función instrumento) y un error menor del 1% en irradiancia.

Observamos para empezar en la Figura III.26 la medida sobre una lámpara de calibración de las utilizadas en la intercomparación, por parte del Brewer más estable durante la misma, que resultó ser el #150, presente habitualmente en El Arenosillo. Se representa también la realizada por el Li-Cor que se

utiliza en esta memoria, unida a la desviación estándar de las medidas de la irradiancia de la lámpara. Habiendo descendido al intervalo espectral UV, comprobamos cómo la medida viene afectada de un error mayor en las longitudes de onda más cortas, pero aún así la medida puede ser lo suficientemente válida desde 320 nm. En las diferencias (Figura III.28) encontramos valores que a partir de 320 nm bajan del 10 %.

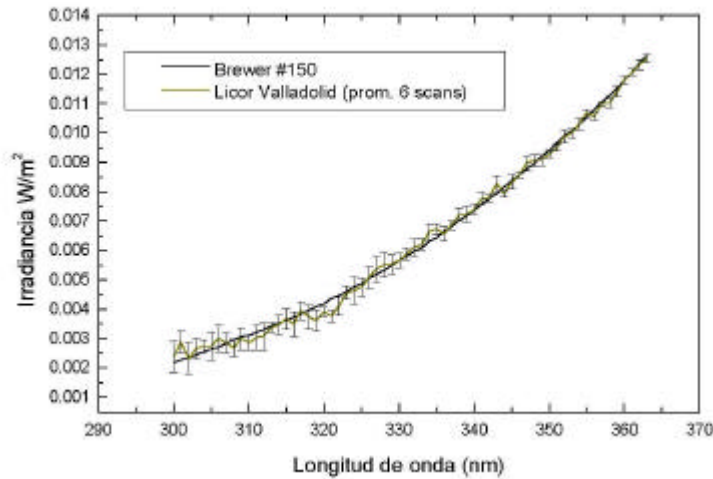


Figura III.26. Irradiancia (W/m^2) medida por el Brewer #150 (INTA) y el Li-Cor (con la desviación de la medida) utilizado en esta memoria para la lámpara de calibración de la intercomparación de El Arenosillo.

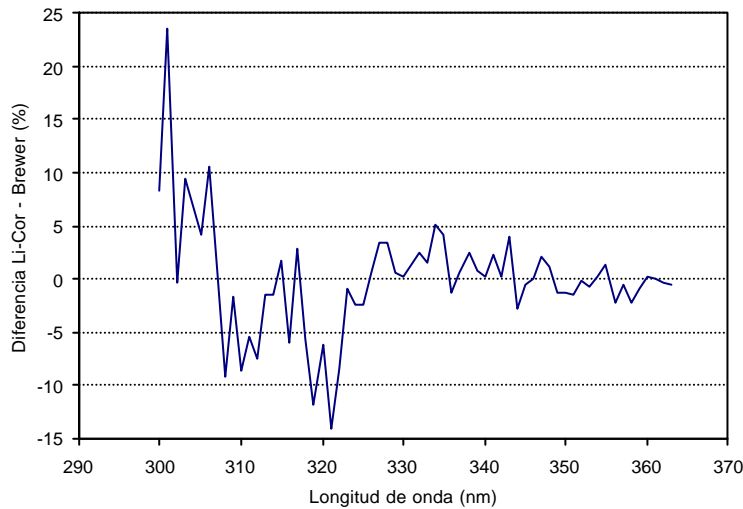


Figura III.27. Diferencia en las irradiancias (W/m^2) medidas por el Brewer #150 (INTA) y el Li-Cor mostradas en la figura anterior.

Estudiemos qué ocurre sobre medidas reales de irradiancia solar global. Para ello, hemos representado (Figuras III.29) las medias y desviaciones estándar de los cocientes de las medidas de Brewer #150 y Li-Cor en los dos días ciegos de la nombrada intercomparación. Estos resultados muestran que a partir de 310 nm tenemos alrededor de un 20% de diferencia. Este valor puede parecer alto, pero téngase en cuenta que se ha obtenido mediante medidas de campo. A estas medidas no se les ha aplicado ningún algoritmo de desplazamiento en longitud de onda, lo cual en una región tan crítica (donde la irradiancia varía tan rápidamente en el espectro) posiblemente podría mejorar este resultado.

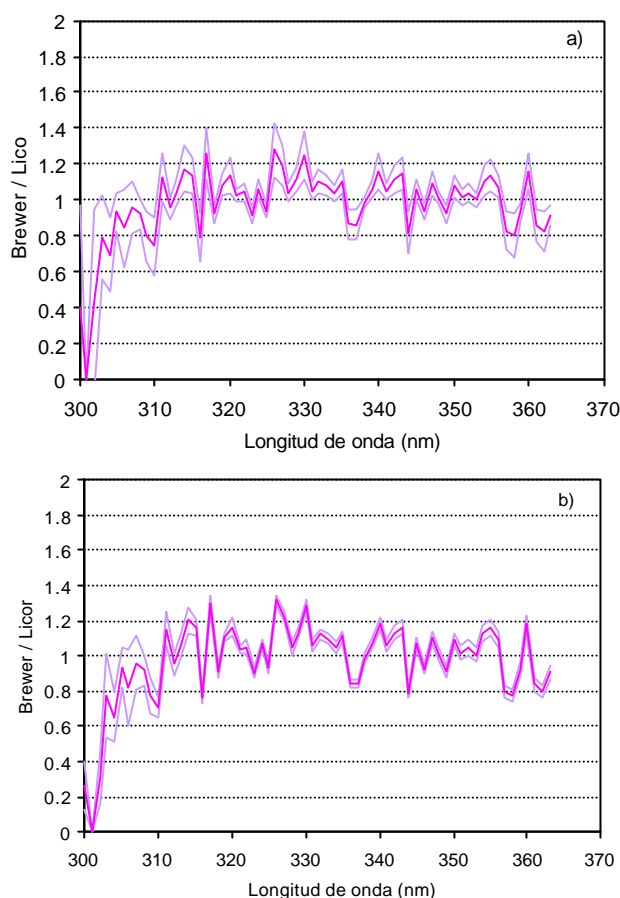


Figura III.28. Promedio de los cocientes y las desviaciones estándar entre las medidas de irradiancia global del Brewer #150 y del Li-Cor utilizado en esta memoria, para todos los espectros del día 246 de 1999, incluyendo (a) todas las medidas, (b) sólo las no afectadas por nubosidad.

En la Figura III.30 observamos la evolución a lo largo del día de los cocientes entre las medidas del Brewer #150 y del Li-Cor para cinco longitudes de onda. Comprobamos cómo la medida del Brewer #150 es más alta en todos los casos, aunque espectralmente la tendencia es cambiante y no sigue una evolución clara. Por ejemplo, la longitud de onda de 330 nm tiene unas diferencias en irradiancias mayores que la de 320 nm, y la de 350 nm resulta ser la menos diferente, incluso menos que la de 360 nm. La media está en ese 20 % de diferencia que anteriormente ya habíamos comprobado.

Finalmente, se ha realizado la comparación para el espesor óptico de aerosoles, utilizando las medidas de diversos instrumentos presentes en la intercomparación. A nuestro Li-Cor (denominado en las gráficas *Li-Cor Valladolid*) añadimos las medidas de otro Li-Cor de iguales características salvo porque mide sin receptor coseno remoto ni fibra óptica (sólo con el difusor de teflon a la entrada del sistema), que es el perteneciente a la Universidad de Valencia (denominado *Li-Cor Valencia*) ya mencionado en un apartado anterior. Se representan también las medidas de los Brewer #150 (el perteneciente al INTA), #157 (perteneciente al INM en Izaña, Tenerife) y el #47 (perteneciente al Instituto de Meteorología de Portugal, colocado habitualmente en Lisboa). El Brewer #47 es de monocromador sencillo, los otros dos poseen doble monocromador (el modelo es el MKIV).

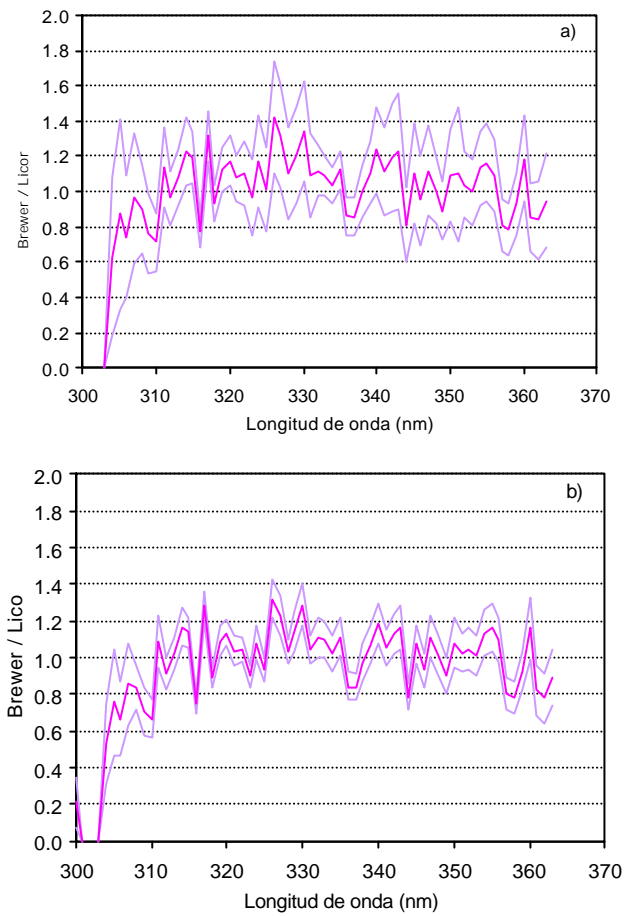


Figura III.29. Promedio de los cocientes y las desviaciones estándar entre las medidas de irradiancia global del Brewer #150 y del Li-Cor utilizado en esta memoria, para todos los espectros del día 247 de 1999, incluyendo (a) todas las medidas, (b) sólo las no afectadas por nubosidad.

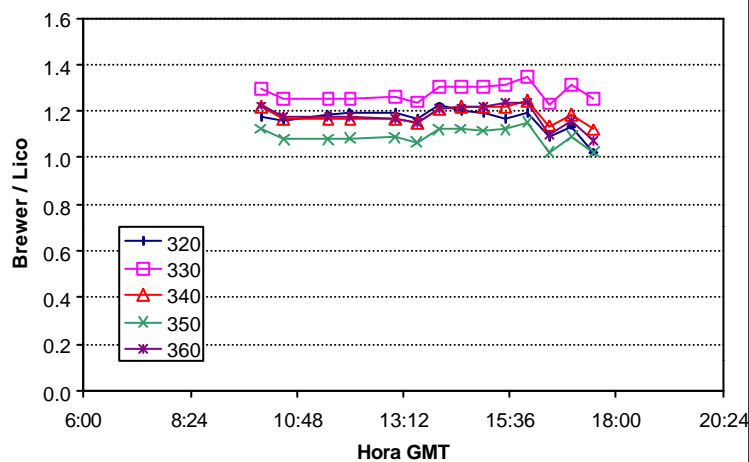


Figura III.30. Evolución de los cocientes entre las medidas de Brewer y Li-Cor en las longitudes de onda de 320, 330, 340, 350 y 360 nm durante el primero de los días ciegos de medida.

Para obtener el espesor óptico de aerosoles, en cuanto al Li-Cor remitimos al capítulo V, donde se exponen tanto el método de obtención como análisis detallados. En cuanto a los Brewers, se emplearon los métodos de [Carvalho y Henriques, 2000] (nombrado como *C-H* en las gráficas) en las medidas de los Brewers #47 y #150, mientras que el Brewer #157 usa el método estándar de [Kerr, 1995]. Las medidas no son estrictamente simultáneas, pues un Brewer puede tardar hasta 10 minutos en tomar todo su espectro, en tanto que el Li-Cor realiza un barrido en menos de un minuto. Sin embargo, sí son lo suficientemente cercanas como para hacer una comparación correcta.

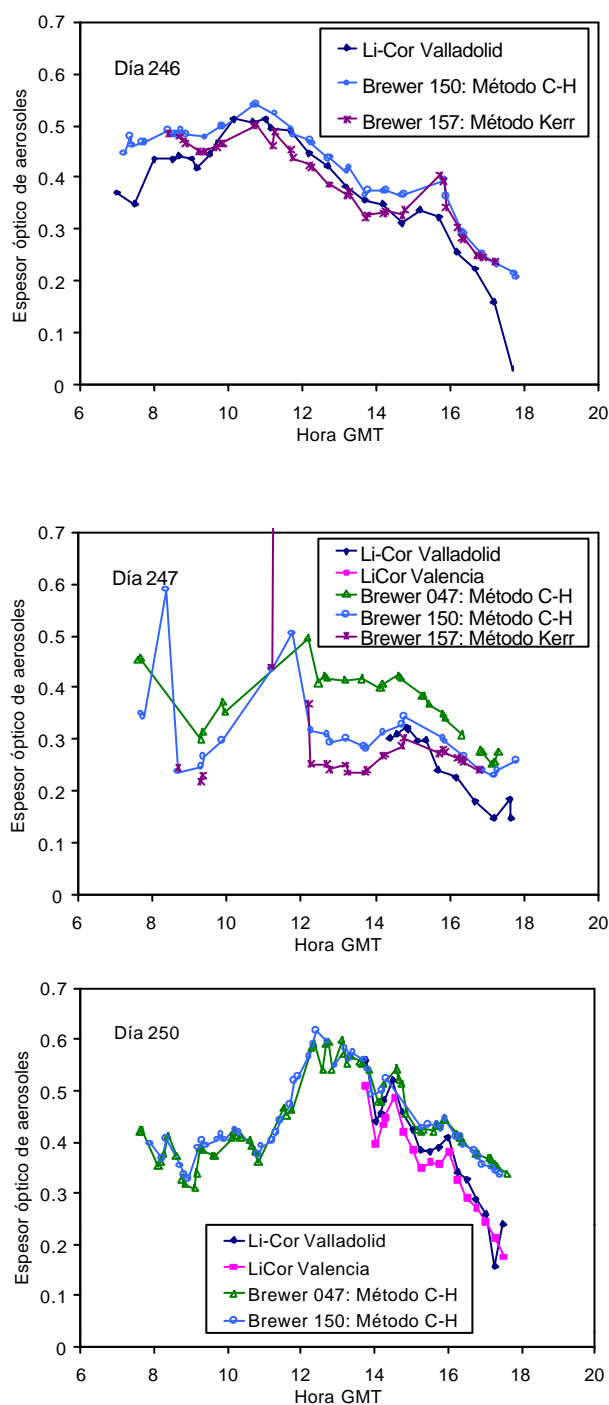


Figura III.31. Evolución de las medidas de espesor óptico de aerosoles en 320 nm para los diferentes instrumentos de la intercomparación en tres días de la misma (246 es el 3 de septiembre de 1999).

En la Figura III.31 comprobamos cómo el día 246, el 3 de septiembre de 1999, primer día ciego de medidas, las evoluciones de los espesores ópticos de aerosoles son similares en los dos Brewers de doble monocromador y el Li-Cor, siendo mayores las diferencias entre los dos Brewers que entre ellos y el Li-Cor, para el cual vuelve el 20% de diferencia que ya hemos comentado.

El problema mayor se produce claramente en masas de aire altas, es decir, en las horas extremas del día. La mañana del día 247, por su parte, presenta episodios claros de nubosidad, denotados por variaciones extremas (valores muy altos o incluso negativos del espesor óptico) durante los barridos de los Brewers. Si bien durante la tarde desaparecieron y mejoraron las condiciones de la atmósfera, no se obtiene finalmente un buen acuerdo entre las medidas. Finalmente, observamos que existe una muy buena correlación en el día 250, apareciendo de nuevo las desviaciones a masas de aire altas. En estas el espesor óptico que suministra el Li-Cor es menor que el de los Brewers, descendiendo a medida que el día declina.

Esta fue una primera aproximación. Finalmente se procedió a traspasar la calibración de uno de los Brewers, concretamente el #157 de Izaña, al resto de los Brewers. Este Brewer, instalado habitualmente en el observatorio de Izaña, Tenerife (2367 m, 28° 17.9' N, 16° 29.4' W) ha sido calibrado mediante el método de Langley en esa estación. El resultado de este método permite un mejor acuerdo en la comparación de espesores ópticos y una disminución de errores respecto a los observados en las figuras anteriores, como puede verse en [Gröbner et al, 2001].

Como conclusión, deducimos que el Li-Cor es un instrumento realmente válido para medir el espesor óptico de aerosoles desde 320 nm en adelante, existiendo algunos problemas cuando medimos en horas extremas del día, en las que la irradiancia baja y tanto por nuestro método como por nuestro instrumento se está infravalorando el espesor óptico de aerosoles en las longitudes de onda más bajas. El error acaba descendiendo rápidamente con el incremento de la longitud de onda.

En definitiva, si bien nuestro Li-Cor no es un instrumento especialmente diseñado para medidas en el ultravioleta, a tenor de los resultados del capítulo anterior, hemos comprobado en este cómo podemos tomar con bastantes garantías las medidas del Li-Cor ya por encima de 320 nm.

En este capítulo hemos comprobado cómo las diferentes formas de realizar las calibraciones nos dan una visión más acertada de los comportamientos de los diferentes instrumentos. Hemos dado las razones por las que utilizaremos calibraciones clásicas con lámparas de calibrado en el Li-Cor 1800, y por las que se emplearán intercalibraciones con un instrumento patrón en el caso del Cimel. Pero se han dado también relaciones entre todos los métodos, y ellas nos han servido para comprobar los grados de validez de cada uno. Mientras el método de Langley parece el más correcto para calibrar este tipo de instrumentos, las dificultades que se imponen para obtener unas buenas condiciones sobre las que trabajar con él terminan haciéndolo el menos realizable de todos en nuestro caso.

BIBLIOGRAFÍA

- Bates, T. S., B. J. Huebert, J. L. Gras, F.B. Griffiths, P.A. Durkee (1998) The international global atmospheric chemistry (IGAC) project's first aerosol characterization experiment (ACE 1): Overview, *J. Geophys. Res.*, **103**, 16297-16318.
- Born, M. and E. Wolf (1999) *Principles of Optics (7th expanded edition)*. Cambridge University Press.
- Box, M.A. and S. Lo (1976) Approximated determination of aerosol size distributions. *J. Appl. Meteorol.*, **15**, 1076-1086.
- Box, M.A. (1981) Finite bandwidth and scattered light effects on the radiometric determination of atmospheric turbidity and the solar constants. *Appl. Opt.*, **20**, 2215-19
- Cachorro, V.E., A.M. de Frutos, J.L. Casanova (1986) Obtention of the extraterrestrial solar spectral irradiance. *Proceedings of the International Congress on Renewable Energy Sources*. Madrid, España. Editor S. Terol. **II**, 1595. ISBN: 84-00-6672-3.
- Cachorro, V.E., A. M. de Frutos, J.L. Casanova (1987a) Absorption by oxygen water vapor in the real atmosphere. *Appl. Opt.* **26**, 501-505
- Cachorro, V.E., A.M. de Frutos, J.L. Casanova (1987b) Determination of Ångström turbidity parameters. *Appl. Opt.* **26**, 3069-3076.
- Cachorro, V.E., J.L. Casanova, A.M. de Frutos (1987c). The influence of Ångström parameters on calculated direct solar spectral irradiances at high turbidity. *Solar Energy*. **39**, 399-407
- Cachorro, V.E., M.J. Gonzalez, J.L. Casanova, A.M. de Frutos (1989) Fitting Angstrom's formula to spectrally resolved aerosol optical thickness. *Atmos. Environ.* **22**, 265-270
- Cachorro, V.E., P. Utrillas, P. Duran, R. Vergaz, A.M. de Frutos, A. Martinez-Lozano (1998) An study about the water vapor content determination in the 940 nm band by using moderated spectral resolution measurements of direct solar irradiance. *Appl. Opt.*, **37**, 4678-4689.
- Cachorro, V.E., P. Durán, R. Vergaz, A.M. de Frutos (2000a) Columnar physical and radiative properties of atmospheric aerosols in north central Spain. *J. Geophys. Res.*, **105**, 7161-7175.
- Cachorro, V.E., P. Durán, R. Vergaz, A.M. de Frutos (2000b) Measurements of the atmospheric turbidity of the north-center continental area in Spain: spectral aerosol optical depth and Ångström parameters. *J. Aerosol Sci.*, **31**, 687-702.
- Carvalho F. and D. Henriques (2000) Use of Brewer ozone spectrophotometer for aerosol optical depth measurements on ultraviolet region, *Adv. Space. Res.* **25**, 997-1006.
- Durán, P. (1997) *Medidas espectralradiométricas para la determinación de componentes atmosféricos (ozono, vapor de agua y aerosoles) y modelización del intercambio radiativo en la atmósfera*, Tesis Doctoral, Dpto. Óptica y Física Aplicada, Univ. de Valladolid, Valladolid, España.
- Forgan, B. W. (1994) General method for calibrating Sun photometers. *Appl. Opt.*, **33**, 4841-4850.
- Gröbner, J., R. Vergaz, V.E. Cachorro, D.V. Henriques, K. Lamb, A. Redondas, J.M. Vilaplana, D. Rembges (2001) Intercomparison of aerosol optical depth measurements in the UVB using Brewer spectrophotometers and a Li-Cor spectrophotometer, *Geophys. Res. Lett.*, **28** (9), 1691-1694

- Gueymard, C. (1995) SMARTS2, A simple model of the atmospheric radiative transfer of sunshine: Algorithm and performance assessment, *Rep. FSEC-PF-270-95*, Fla. Sol. Energy Center, Cocoa, Fla.
- Halothore, R.N., T.F. Eck, B.N.Holben, B.L. Markham (1997) Sun photometric measurements of atmospheric water vapor column abundance in the 940-nm band. *J. Geophys. Res.* **102** (D4), 4343-4352.
- Harrison, L. J. Michalsky, J. Berndt (1994) Automated multi-filter rotating shadow-band radiometer: An instrument for optical depth and radiation measurements, *Appl. Opt.*, **33**, 5118-5125.
- Holben, B. N., T. F. Eck, I. Slutsker, D. Tanré, J. P. Buis, A. Setzer, E. Vermote, J. A. Reagan, Y. A. Kaufman (1998) AERONET- A federated instrument network and data archive for aerosol characterization, *Remote Sens. Environ.*, **66**, 1-16.
- International Organization of Standardization (1995). *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*, ISBN 92-67-101889.
- Kerr, J.B. (1995) Observed dependencies of atmospheric UV radiation and trends, in *Proceedings of the NATO advanced Study Institute on Solar Ultraviolet Radiation: Modelling, measurements and effects*. NATO ASI Series, Springer, ISBN 3-540-62711-1.
- Reagan, J.A., L.W. Thomason, B.M. Herman, J.M. Palmer (1986) Assessment of atmospheric limitations on the determination of the solar spectral constant from ground-based spectroradiometer measurements. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **GE-24**, 258-266.
- Schmid, B., and C. Wehrli (1995) Comparison of Sun photometer calibration by Langley technique and standard lamp. *Appl. Opt.* **34**, 4500-4512.
- Schmid, B., P.R. Spyak, S.T. Biggar, C. Wehrli, J. Sekler, T. Ingold, C. Maetzler, N. Kaempfer (1998) Evaluation of the applicability of solar and lamp radiometric calibrations of a precision Sun photometer operating between 300 and 1025 nm. *Appl. Opt.* **37**, 3923-3941.
- Shaw, G.E. (1982) Solar spectral irradiance and atmospheric transmission at Mauna Loa Observatory, *Appl. Opt.*, **21**, 2006-2011.
- Slaper, H., H.A.J. Reinen, M. Blumthaler, M. Huber, F. Kuik (1995) Comparing ground-level spectrally resolved solar UV measurements using various instruments: A technique resolving effect of wavelength shift and slit width, *Geophys. Res. Lett.*, **22** (20), 2721-2724.
- Slusser, J., J.Gibson, D. Bigelow, D. Kolinski, P. Disterhoft, K. Lantz, A. Beaubien (2000) Langley method of calibrating UV filter radiometers. *J. Geophys. Res.*, **105**, N0 D4, 4841-4849.
- Soufflet, V., C. Devaux, D. Tanré (1992) A modified Langley plot method for measuring the spectral aerosol optical thickness and its daily variations. *Appl. Opt.*, **31**, 2154-2162
- Thomason, L.W., B.M. Herman, R.M. Scotland, J.A. Reagan (1982) Extraterrestrial solar flux measurement limitations due to a Beer's law assumption and uncertainty in local time. *Appl. Opt.*, **21**, 1191-1195.
- Thomason, L.W. B.M. Herman, J.A. Reagan (1983) The effect of atmospheric attenuators with structured vertical distributions on air mass determination and Langley-plot analysis. *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1851-1854.
- Thome, K., B.M. Herman, J.A.Reagan (1992) Determination of precipitable water vapor from solar transmission *J. Appl. Meteorol.*, **32**, 157-165.

CAPÍTULO IV: DESCRIPCIÓN DEL LUGAR DE MEDIDA. TRATAMIENTO DE LAS MEDIDAS EXPERIMENTALES

En este capítulo se van a detallar los calendarios de las medidas experimentales llevadas a cabo por los dos instrumentos hasta ahora caracterizados, y que utilizaremos en el resto del trabajo. Asimismo, se detallarán las fechas de las calibraciones, y se dará un breve repaso a los mayores errores que por medio de estas calibraciones podemos estar cometiendo. Finalmente, se describirá el comportamiento de las medidas de irradiancia directa que se toman y cómo se depuran las medidas de errores experimentales no sistemáticos.

IV. 1. CARACTERÍSTICAS DE LA ESTACIÓN DE MEDIDA

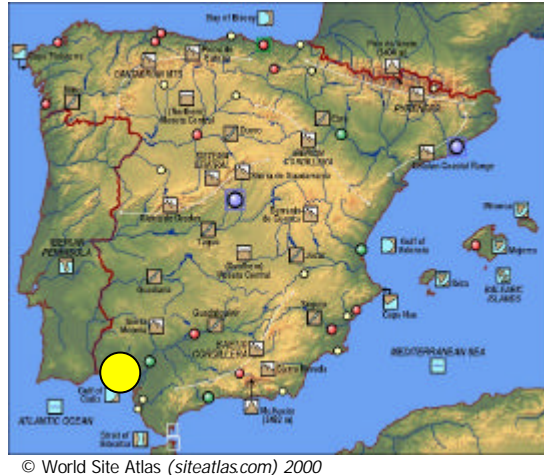


Figura IV.1: Localización en la Península Ibérica de la estación de El Arenosillo.

La estación de “El Arenosillo”, perteneciente al INTA (Instituto Nacional de Técnica Aeroespacial) está localizada al este de la ciudad de Huelva, a 20 km de ella. Sus coordenadas son 37.1° N, 6.7° E, y está situada prácticamente al nivel del mar (17 m altura). Su situación (ver Fig. IV.1) la hace adecuada para el estudio del aerosol marítimo presente en el Golfo de Cádiz. Esta estación es la número #213 del Sistema de Observación Global de Ozono (*Global Ozone Observing System*), de la Organización Meteorológica Mundial, y ya cuenta con veinticinco años de observaciones continuadas de ozono, con el Dobson #120, junto con ozonosondeos y un Brewer, el #150, operativo desde 1997.

La distancia a la ciudad de Huelva no es suficiente como para no considerar la posibilidad de que nuestras mediciones no estén afectadas por la fuerte contaminación desprendida en el polígono industrial que se encuentra en el lado este de la misma.

En la estación se halla un edificio con una terraza plana en la que se disponen estos y otros instrumentos, como un piranómetro UVB-1 de *Yankee Environmental System* para la medida integrada de la irradiancia UV en 280-300 nm, o un radiómetro de la red EldoNet, que mide de forma integrada en tres bandas: la radiación UV-B (280-315 nm), la UV-A (315-400 nm) y la radiación fotosintética activa (PAR, de 400 a 700 nm). En la colaboración entre INTA y GOA-UVA, es importante resaltar que no solamente se comparten estos instrumentos, sino la fluidez en el acceso e intercambio de las medidas y datos proporcionados por ellos, lo que necesariamente potencia las capacidades de ambos grupos.

En la pareja de fotografías de la Fig. IV.2 apreciamos las excelentes condiciones de observación, pese a la nula altura de la estación. La terraza plana afronta un horizonte también plano, con el mar hacia el sur, el parque de Doñana hacia el noreste y un denso pinar rodeando la estación. Este pinar confiere al lugar unas características de albedo muy especiales, ya que las copas de los pinos tienen muy poca separación. Siendo de hoja perenne, la situación tupida de las copas y el color verde oscuro de sus hojas se mantiene todo el año, rebajando el albedo en gran medida.



Figura IV.2: Vistas de la terraza de El Arenosillo destinada a medidas de la radiación solar.

En la fotografía de la izquierda tenemos al Brewer en primer plano, un poco más al fondo y a la izquierda está el Li-Cor 1800 con el sistema seguidor Josué, ya descritos, y en la plataforma del fondo al centro están situados el Yankee y el EldoNet. En la plataforma del fondo a la derecha hay un espectrógrafo de StellarNet, perteneciente al Grupo de Óptica Atmosférica de la Universidad de Valladolid, que, circunstancialmente, estaba siendo comparado e intercalibrado con el Brewer y el Li-Cor, en el proceso de un trabajo en curso ya mencionado (ver página III-34).

En la fotografía de la derecha se aprecia, al fondo, la cúpula que cobija al Dobson. Las medidas de éste, manuales, se toman todas las mañanas entre tres y cuatro veces. Por el suelo vemos alguno de los soportes de sujeción que sirven para ubicar futuros instrumentos. La terraza está acondicionada con conexiones frecuentes a la red para alimentación, y salidas de puertos paralelos para conectar instrumentos con ordenadores situados cómodamente en el piso inferior (fue construida con vistas a facilitar grandes intercomparaciones como la que tuvo lugar en 1999). A la izquierda se encuentra el Cimel que hoy en día está operativo en la estación. Le vemos ahora en la Figura IV.3 más de cerca (recordemos que describimos el instrumento utilizando esta misma figura como II.28):



Figura IV.3: El Cimel, perteneciente a la red AERONET, en la terraza de medidas de El Arenosillo.

Este Cimel, como hemos dicho, está operativo desde el año 2000, poco después de que la terraza entrara en funcionamiento. Antes del año 99, los instrumentos operaban en condiciones parecidas en otra terraza de características similares en cuanto a condiciones ambientales pero no de infraestructura.

Presentamos a continuación las características típicas del clima de esta estación. Como vamos a ver, el número de días despejados que posee la hacen idónea para nuestro propósito de medir en esas condiciones, para poder obtener con ciertas garantías los parámetros radiativos y físicos de los aerosoles atmosféricos. Los datos (ver Tabla IV.1) han sido suministrados por el INM (Instituto Nacional de Meteorología) y son un promedio de la estadística del período 1961-1984 en una estación muy próxima a la de nuestras medidas:

HUELVA												
Periodo: 1961-1984 Altitud (m): 26 Latitud: 37 15 35 N Longitud: 6 56 57 W												
MES	T	TM	Tm	R	H	DR	DN	DT	DF	DH	DD	I
ENE	12.1	16.6	7.7	78	76	11.7	0.0	0.7	2.7	0.1	7.6	161
FEB	13.0	17.5	8.2	66	72	11.5	0.0	0.6	1.9	0.0	6.2	165
MAR	14.5	19.5	9.5	54	66	9.7	0.0	0.9	1.5	0.0	6.6	217
ABR	16.5	21.6	11.5	40	63	9.9	0.0	1.4	1.0	0.0	5.6	248
MAY	19.2	24.4	14.0	24	60	6.5	0.0	0.8	0.4	0.0	8.7	311
JUN	22.4	27.5	17.3	15	59	4.0	0.0	1.0	0.6	0.0	11.6	324
JUL	25.3	31.0	19.6	1	54	1.2	0.0	0.2	0.3	0.0	21.5	374
AGO	25.6	31.6	19.7	3	54	1.3	0.0	0.2	0.2	0.0	20.1	353
SEP	23.6	29.1	18.1	17	60	3.7	0.0	0.7	0.6	0.0	10.8	278
OCT	19.8	24.8	14.7	56	67	8.4	0.0	1.2	1.3	0.0	8.5	222
NOV	15.4	20.1	10.6	79	72	9.8	0.0	1.7	1.5	0.0	8.0	174
DIC	12.4	16.8	7.9	83	75	10.7	0.0	1.0	1.8	0.1	9.0	158
ANUAL	18.3	23.4	13.2	516	65	88.4	0.0	10.4	13.8	0.2	124.2	2982

LEYENDA

- T** Temperatura media mensual/anual (°C)
- TM** Media mensual/anual de las temperaturas máximas diarias (°C)
- Tm** Media mensual/anual de las temperaturas mínimas diarias (°C)
- R** Precipitación mensual/anual media (mm)
- H** Humedad relativa media (%)
- DR** Número medio mensual/anual de días de precipitación superior o igual a 1 mm
- DN** Número medio mensual/anual de días de nieve
- DT** Número medio mensual/anual de días de tormenta
- DF** Número medio mensual/anual de días de niebla
- DH** Número medio mensual/anual de días de helada
- DD** Número medio mensual/anual de días despejados
- I** Número medio mensual/anual de horas de sol

Tabla IV.1: Estadística meteorológica sobre el área de estudio

En efecto, un número muy elevado de días despejados en promedio (124 de media al año) y un número casi despreciable de días de niebla, unido a unas precipitaciones escasas, dotan a la zona de medida de unas características perfectas para el estudio de la radiación solar.

Observemos, en un estudio prácticamente astronómico, el desplazamiento del sol a lo largo del año por el cielo que se aprecia en la estación de medida. En la Figura IV.4 se representa en el eje de

abscisas el día del año y en el eje de ordenadas la hora del día. Las curvas representan las horas a las que el sol está en un ángulo determinado en el cielo que se ve desde El Arenosillo, desde el amanecer (orto) hasta el ocaso. El total de horas al año en que el sol está por encima del horizonte es de 4385.9, lo cual, unido a las estadísticas anteriormente mostradas, nos da un porcentaje del 68.0% de las horas de luz aprovechables para medidas en la estación.

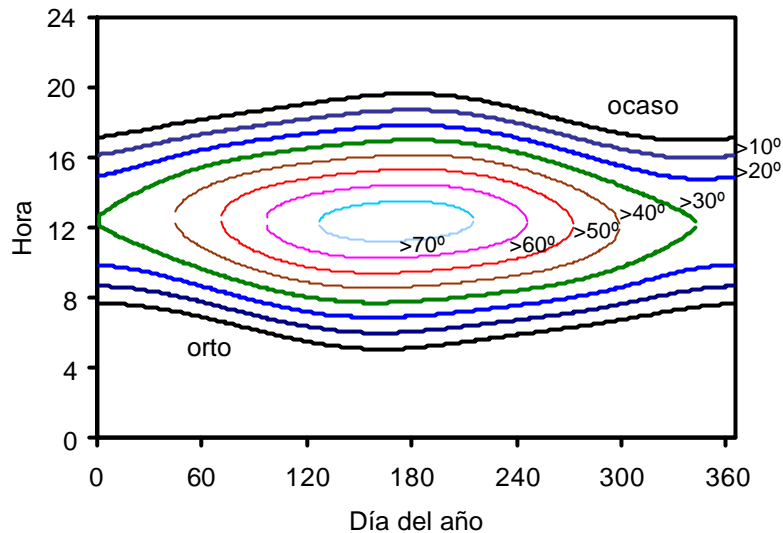


Figura IV.4: comportamiento del sol en El Arenosillo a lo largo del año.

IV.2. MEDIDAS REALIZADAS

Desde 1996 hasta 1999 se ha realizado en la estación de El Arenosillo, más o menos de forma continuada, la medida de la irradiancia solar directa con el espectrorradiómetro Li-Cor 1800 perteneciente al GOA-UVA. Las condiciones de medida son siempre de cielo claro. La serie de medidas tomada es una de las más largas realizadas en España dentro del tipo de medidas espectrorradiométricas de irradiancia solar.

Las medidas son de dos tipos: irradiancia directa y global. Las medidas de irradiancia directa se toman anteponiendo el tubo limitador de campo al receptor coseno que está en el extremo de la fibra óptica, y se apunta el sistema al sol, bien manualmente o utilizando el sistema seguidor (*Josué*, ver capítulo II). Para la medida de la irradiancia global se toma colocando en posición horizontal el receptor coseno, midiendo en ese caso la radiación que llega de todo el cielo.

Durante los dos primeros años de medida el sistema para apuntar al sol era manual, de modo que las medidas se chequeaban *in situ*, pues al tener que realizarlas un operador, era éste mismo quien determinaba si la medida había sido correcta, es decir, si se había apuntado bien y si las condiciones del cielo eran las adecuadas. Durante el periodo de 1998-99 el sistema de seguimiento estuvo operativo, sin embargo, como el sistema ganó en autonomía, también algunas medidas perdieron fiabilidad, ya que a veces no se pudo verificar si las condiciones del cielo eran perfectas. Así, en algunos casos hubo que recurrir al depurado de las medidas, ya que se tomaron algunas afectadas de nubosidad. Volveremos sobre este punto más adelante.

En el histograma de la Figura IV.5 apreciamos el tipo y número de medidas que se hicieron en la estación en el periodo 1996-1999. Todas se refieren al Li-Cor 1800. Si durante los años 96 y 97 fueron

realizadas de forma continuada, comenzando el 31 de julio del primer año y terminando al final de octubre del 97, los años 98 y 99 tuvieron un periodo bastante continuo desde finales del 98 hasta abril del 99, y el resto se refieren a campañas intensivas y muy específicas. Varias causas provocaron los intervalos de inactividad que se aprecian:

- Durante finales del 97 y la primera mitad del año 98 se estuvo desarrollando en Valladolid el primer prototipo del sistema seguidor, por lo que el Li-Cor fue trasladado allí para pruebas del sistema. Ello dio lugar a las campañas específicas de mayo del 98 y septiembre del 98.
- Los periodos de inactividad que se aprecian desde octubre del 98 hasta septiembre del 99 (campaña de intercomparación de espectrorradiómetros) fueron debidos a las obras realizadas en la estación para construir la extensión del edificio en la que se encuentra la actual terraza de medidas.

La campaña final que se observa es la de la intercomparación de radiómetros y espectrómetros de UV que tuvo lugar los primeros diez días de septiembre de 1999 (utilizada ya en el apartado III.6). Posteriormente al periodo mostrado en la Figura IV.5, nuestro Cimel se instaló de forma fija en la estación el 16 de febrero del 2000. El fotómetro Cimel colocado midió desde entonces de forma regular y siguiendo un plan de medidas que contempla la medición en multitud de masas ópticas desde el orto al ocaso. La colocación del Cimel en la terraza anteriormente mostrada posibilita su funcionamiento a lo largo de todo el día, pues se buscó que tuviera un horizonte totalmente despejado hacia el sur (del lado del mar, precisamente).

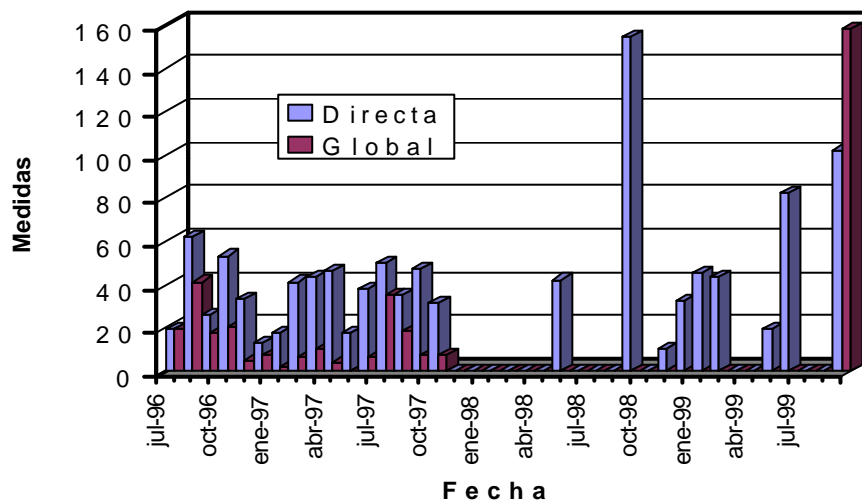


Figura IV.5: Estadística mensual del número de medidas realizadas por medio del Li-Cor 1800 en El Arenosillo.

En la Figura IV.6 observamos las medidas que se realizan para obtener el espesor óptico de aerosoles con este instrumento durante el año 2000. Observamos cómo en cada mes hay más medidas de las que luego se pueden utilizar, una vez que han sido corregidas por medio de las calibraciones adecuadas y depuradas de episodios de nubosidad.

De esta manera, las medidas con las que nosotros posteriormente trabajaremos serán las que ya están libres de nubosidad. Como vemos en la figura, existen bastantes episodios de nubosidad, o al menos de condiciones de cielo que no garantizan la medida, durante el mes de julio. No obstante, conviene recordar que en este mes se realiza el cambio de la cabeza sensora, por motivos de calibración (pasando del Cimel #48 al #114). Asimismo, en el mes de febrero sólo se tienen medidas desde la colocación del Cimel, el día 16. Finalmente, está claro que la inusualmente elevada pluviosidad de los

dos meses finales de 2000 tiene su fiel reflejo en la cantidad de medidas desechadas de ellos. Las pocas medidas realizadas el mes de abril tienen la misma causa.

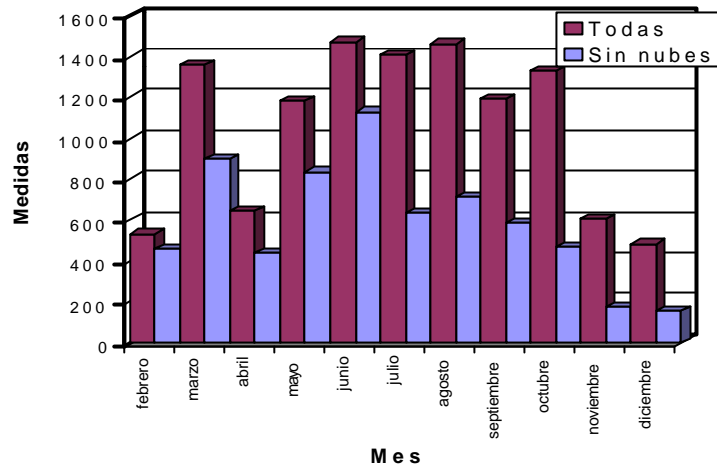


Figura IV.6: Estadística mensual de las medidas del Cimel en El Arenosillo durante el año 2000.

IV.3. CALIBRACIONES APLICADAS Y SU INFLUENCIA EN LAS MEDIDAS

Las calibraciones que se aplican en los datos que se presentarán se realizan en las siguientes fechas:

- Para el Li-Cor 1800:
 - 24 de julio del 96, antes del primer periodo continuado de medidas
 - 20 de mayo del 97.
 - 6 Mayo de 1998 (sólo utilizada para los datos de la campaña de mayo de 1998)
 - 2 de julio de 1998
 - 20 de abril de 1999
 - calibración durante la campaña de intercomparación.
- Para el Cimel:
 - El Cimel #48 fue calibrado antes de su llegada a la estación de El Arenosillo y después de su estancia, del 16 de febrero al 9 de junio, ambos inclusive. Las calibraciones se realizaron el 25 de enero y durante el mes de julio.
 - El Cimel #114 fue calibrado el 22 de junio de 1999. Debemos mencionar a este respecto que este instrumento fue adquirido en mayo de 1998. Fue utilizado en campañas específicas por nosotros y el personal del INTA para conocer su funcionamiento, como la intercalibración con el Li-Cor descrita en el capítulo IV, donde se incluye su calibración por el metodo de Langley, asi como en la 1ª campaña de intercomparacion de espectrorradiómetros de septiembre del 99.

Como desde su última calibración hasta su instalación definitiva en El Arenosillo (en febrero) habían pasado más de seis meses, este se llevó a Lille (Francia) para realizar un chequeo mediante

intercomparación con otros Cimel patrón. El chequeo fue satisfactorio, habida cuenta del escaso desgaste que hasta entonces había tenido. Finalmente fue instalado el 18 de julio, hasta la fecha de escribir este trabajo. A falta de una calibración al finalizar el actual periodo de medidas con él, no podemos aún garantizar estas en valor absoluto. Sólo podremos estudiar algunas tendencias relativas en tramos cortos de tiempo (como entradas de masas de aire distintas, ver capítulos VII y VIII).

Una medida tomada con una separación temporal muy grande con respecto a la calibración vendrá afectada de un error mayor, tanto mas cuando mayor sea este periodo. A tenor de lo detectado en nuestras calibraciones, sin embargo, los errores son pequeños. Podemos pensar que cometemos el mismo error aplicando a una medida de un día X una calibración lejana (tomada hace X-300 días, por ejemplo) que la que se realiza el día X+1. Sin embargo, ello es tan válido como tomar, por reducir el error, una calibración interpolada. Así, para una fecha dada X, entre un calibrado *calA* tomado en la fecha A, y un calibrado *calB* tomado en la fecha B, la medida utiliza un calibrado interpolado que tiene la forma:

$$\frac{calA - calB}{A - B} (X - A) + calA \quad (IV.I)$$

Cuando observamos las fechas y las diferentes calibraciones, decidimos que las correcciones mencionadas se aplicarán con más criterio en los dos periodos siguientes:

- Del 24 de julio del 96 al 20 de mayo del 97
- Del 2 de junio del 98 al 20 de abril del 99

pues las demás medidas están lo suficientemente cerca de alguno de estos calibrados, y lo suficientemente lejos de otro (que se hizo bastante más tarde para utilizar el Li-Cor en otras campañas), como para que corregirlas por interpolación suponga introducir un error más grande en la medida. Esto, es necesario decir, ha sido verificado con nuestros datos, donde aparecen incongruencias (espesores ópticos negativos, etc.) al realizar esta corrección en los intervalos externos a los nombrados.

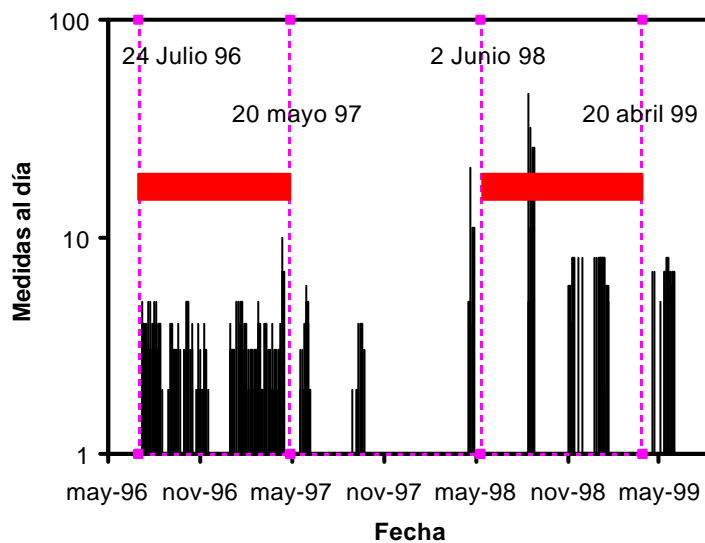


Figura IV.7: Estadística diaria de las medidas del Li-Cor en El Arenosillo. Las líneas verticales a trazos marcan las fechas de calibraciones. Las barras horizontales, los tramos donde se realizó una corrección a la calibración por interpolación.

En la Figura IV.7, además de una serie de barras que dan cuenta del número de medidas tomadas en todos los días en que se hicieron medidas (la escala es logarítmica), se han concretado las fechas de las calibraciones usadas, y los intervalos en que se aplicaron correcciones por interpolación a cada medida tomada en dicho intervalo.

Analicemos brevemente cómo afectaría a nuestros resultados el no aplicar a cada medida una calibración específica resultado de tomar la interpolación en la fecha de medida de los calibrados realizados antes y después de ella. En la Figura IV.8 apreciamos cómo varía el fichero de calibración entre dos fechas dadas. En concreto, estamos viendo las razones entre los ficheros de calibrado extremos de los intervalos que hemos corregido, para apreciar cuánto varía la calibración del Li-Cor.

Observamos que el cociente entre calibrados es prácticamente la unidad en todo el intervalo de medida. Los principales problemas, como era de esperar, aparecen en el inicio del barrido, donde la sensibilidad del instrumento es menor y por tanto la medida vendrá afectada de un error mayor. Así, el segundo de los pares de calibrado tiene un comportamiento bueno, y la relación entre ambos calibrados baja del 5% a partir de 330 nm. Pero para el primero de los pares de calibrado la relación se queda por debajo del 5% sólo desde 350 nm. Después de pasar por los 400 nm, desde el punto de vista espectral son bastante estables, además de ser menor del 3% la diferencia entre los calibrados, y la respuesta del instrumento es bastante plana en el visible. Cuando nos adentramos en el infrarrojo, el valor de la relación entre ambos calibrados vuelve a variar, en especial a partir de los 1000 nm para el segundo de los pares, pues vuelve a ser incluso mayor del 5% desde los 1060 nm. Observamos, pues, que las diferencias son muy pequeñas y están dentro del error del instrumento.

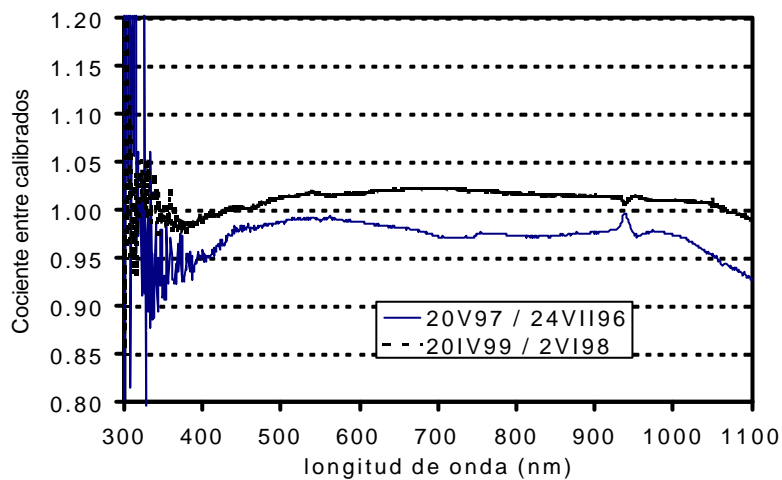


Figura IV.8: Cocientes entre dos calibrados. Se representan los pares entre los cuales se utilizaron interpolaciones como fichero de calibrado de cada día de medida.

Notemos, finalmente, una particularidad: una especie de pico que se produce en ambos cocientes al llegar a la longitud de onda de 940 nm, aproximadamente. En este caso, vamos a emplear la Figura IV.9 para descubrir la causa: en ella hemos superpuesto uno de los calibrados (ya vimos su forma en el anterior capítulo), estando su escala en la parte derecha de la gráfica, para apreciar cómo esta ligera discontinuidad, que en todo caso no supera el 5%, se produce justamente en uno de los saltos del fichero de calibrado, que son precisamente los producidos en los saltos de filtro. Así, aunque en otros saltos no se aprecia discontinuidad ninguna, lo cual indica su buena operación, en el cambio de filtro a 940 nm ocurre una diferencia entre los dos calibrados. La coincidencia de la discontinuidad de la

gráfica anterior y del salto de filtro resaltado en el fichero de calibrado puede indicar la presencia de un problema mecánico de carácter leve en la entrada del filtro.

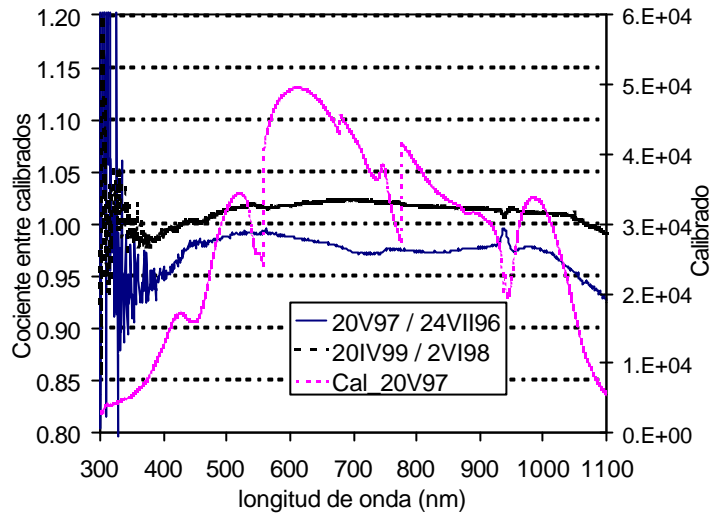


Figura IV.9: Cocientes entre los pares de calibrados entre los cuales se utilizaron interpolaciones como fichero de calibrado de cada día de medida, comparados con uno de los calibrados (escala a la derecha).

Habrà en lo sucesivo que tener en cuenta, a la vista de la gráfica:

- Que se detecta un posible desajuste hacia 940 nm, pero siendo menor del 2%, no tiene mayor influencia en la irradiancia y en la determinación del vapor de agua.
- Que hay que tener en cuenta las posibles derivas dentro de los últimos 50 nm del rango de medida. Estas derivas, dado que estamos en el intervalo infrarrojo del espectro, bien pueden ser debidas a calentamientos dentro del instrumento, pudiendo alterar la respuesta del detector (el fotodiodo de silicio).

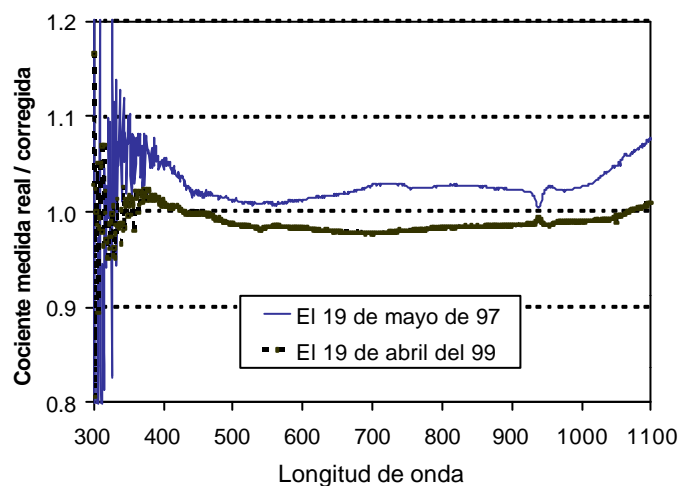


Figura IV.10: estimación del error en irradiancia para el día anterior a realizar una calibración del Li-Cor 1800.

En la Figura IV.10 hacemos una estimación del error en irradiancias que cometemos en nuestras medidas un día determinado, si en lugar de tomar como fichero de calibración la interpolación entre

dos calibrados tomamos la última calibración hecha hasta ese día. En concreto, en la gráfica está representada la relación (Irradiancia corregida) / (Irradiancia sin corregir) para el día anterior al que se aplica la calibración nueva, que será el que tenga mayor error, por ser el más alejado de la calibración antigua. En efecto, el cociente de la fórmula (IV.1) es mayor cuanto mayor sea $(X-A)$, y es máximo cuando $X=B-1$. Comprobamos, como se deducía de la anterior gráfica, que en irradiancias las diferencias entre corregir por interpolación y no hacerlo son menores del 5%, siendo mayores al principio y al final del rango de medida. El segundo par de calibrados parece tener menor diferencia que el primero, los errores que en él se cometen si no tomamos el calibrado interpolado son menores.

En la Figura IV.11 contemplamos la importancia que puede tener esta corrección en el espesor óptico de aerosoles. En ella representamos la diferencia entre realizar la corrección y no para el primer intervalo de medidas entre los dos primeros calibrados. La diferencia se incrementa a lo largo del período de medida, de modo que es máxima antes de terminarlo, aunque también influye que al final del período los valores sean menores, y por ello las diferencias relativas mayores. La diferencia relativa es importante, llega hasta el 60% en el UV en 350 nm, mientras que en el caso de 500 nm no sobrepasa el 10%, y en 1000 nm el error es de alrededor del 25%, todos estos valores máximos producidos al final del período. La dependencia con la longitud de onda parece ser más compleja y nada lineal.

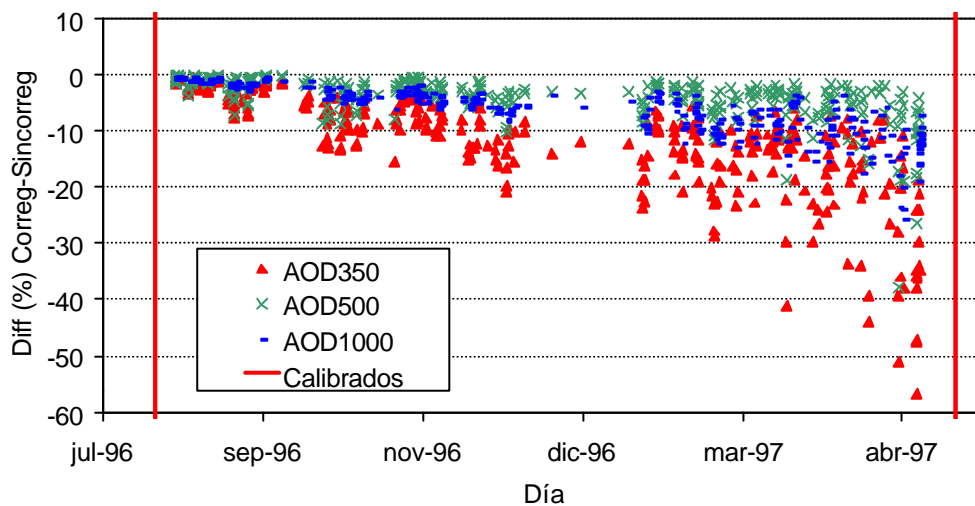


Figura IV.11: estimación del error relativo de calibrado en espesor óptico de aerosoles a lo largo del periodo entre dos calibrados: el de 24 de julio de 1996 y el de 20 de mayo de 1997.

En cuanto al segundo período en que se aplica la calibración por interpolado, las diferencias entre el espesor óptico de aerosoles obtenido utilizándola y el que usa la última calibración realizada son mucho menores que en el primer periodo (ver Figura IV.12). No sobrepasan, en general, el 10%. Las diferencias son esta vez mayores al inicio del periodo, pero se debe a que tenemos en este tramo valores bajos del espesor óptico, y las diferencias relativas se incrementan. En este caso en particular las diferencias a 350 nm son prácticamente nulas. La explicación a este comportamiento es que la diferencia entre los dos calibrados, que podemos ver en las gráficas anteriores, es también prácticamente nula (cociente idénticamente igual a 1). Las diferencias a 1000 nm (de hasta un 5%) y a 500 nm (la mayor, a un 10%) evolucionan de una forma parecida a la esperada por la gráfica anterior. Queremos reseñar que aquí las diferencias mayores aparecen en la longitud de onda de 670 nm, llegando a ser de hasta un 30%.

Pero si ahora representamos las diferencias en función del espesor óptico, observamos cómo son más pequeñas cuanto mayor es el mismo. Dado que se trata de diferencias relativas, eso era de esperar.

En el caso del primer período, representado en la Figura IV.12, (se muestra la diferencia corregido-sin corregir), las diferencias son menores del 5% a partir de un espesor óptico de aerosoles en 500 nm de 0.2.

Para el segundo periodo, observamos cómo las diferencias vuelven a tener el mismo comportamiento (en valor absoluto, pues en este nuevo caso la corrección cambia de signo la diferencia), siendo incluso más pequeñas, como hemos visto.

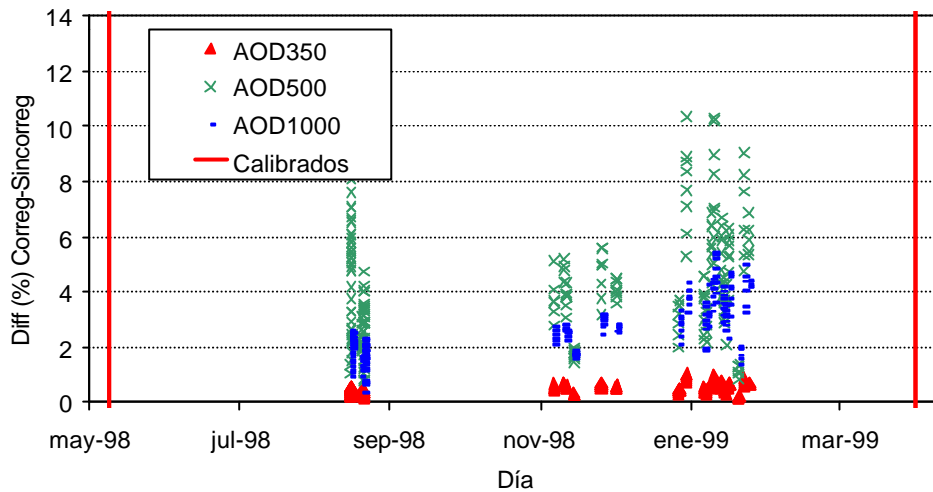


Figura IV.12: estimación del error relativo de calibrado en espesor óptico de aerosoles a lo largo del periodo entre dos calibrados: el de 20 de junio de 1998 y el de 2 de junio de 1999

Por estas razones, decidimos utilizar el fichero de calibración calculado por interpolación en cada día de medida, ya que en especial en estos tramos entre calibraciones demasiado alejadas en el tiempo las diferencias son apreciables, sobre todo cuando las calculamos sobre el espesor óptico de aerosoles, donde las pequeñas diferencias en irradiancias son incrementadas por el proceso de obtención del mismo y a veces por el pequeño valor absoluto de estos valores. A sabiendas de que no es un procedimiento rigurosamente justificado, habida cuenta de que las tendencias de las calibraciones no son mantenidas a lo largo del tiempo, hemos decidido utilizarlo finalmente por todas las razones expuestas.

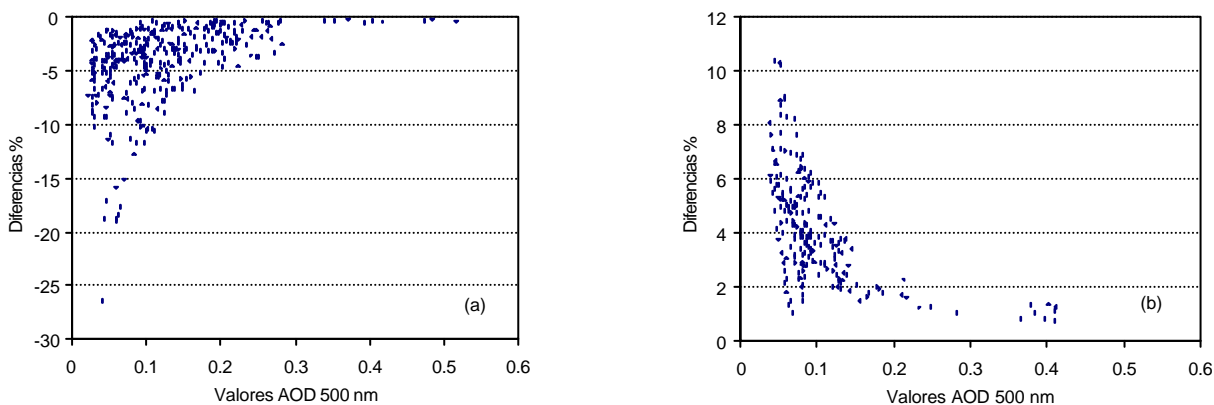


Figura IV.13: Diferencia de los espesores ópticos de aerosoles corregidos por la calibración y sin corregir en función del espesor óptico de aerosoles a 500 nm. (a) primer periodo en que se interpolan dos calibrados. (b) segundo periodo.

En cuanto al Cimel #48, correspondiente al periodo de medidas de febrero a julio de 2000, del que las dos calibraciones permiten hacer la corrección completa que NASA suministra en los valores de AERONET, la gráfica equivalente en espesor óptico de aerosoles (único producto sobre el que podemos hacerla, no habiendo medidas directas de irradiancia en este caso) arroja un aspecto como el que vemos en la Figura IV.14. En ella se han trazado las diferencias absolutas y relativas entre el espesor óptico de aerosoles que se suministra en el nivel 2.0 de los productos (es decir, con la calibración asegurada, interpolando dos calibraciones sucesivas del instrumento, y ya con las demás correcciones de nubosidad y temperatura aplicadas) y el nivel 1.5 de los productos (es decir, solamente con la corrección de nubosidad). Observamos en ellas que la diferencia entre ambos no tiene una dependencia temporal, ni prácticamente con la magnitud del espesor óptico. Esto implica que la diferencia entre ambos tipos de datos es debida al error aleatorio inherente al instrumento.

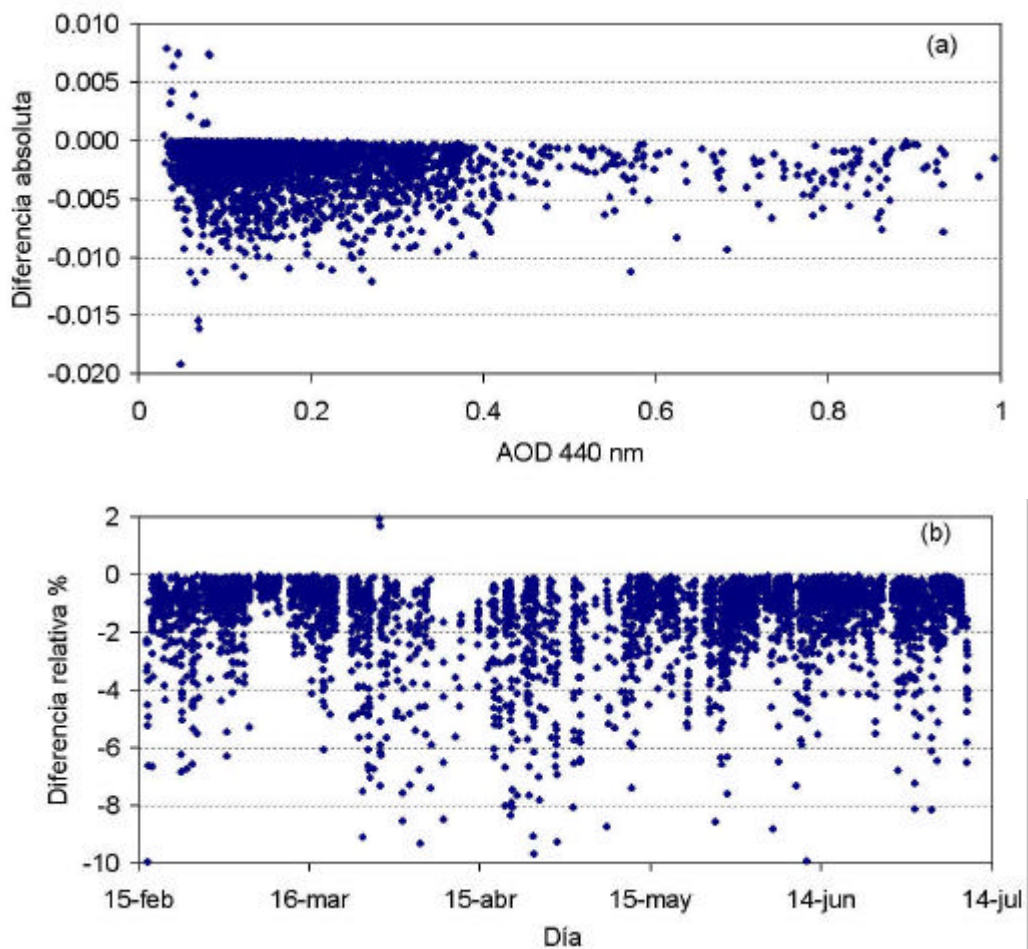


Figura IV.14: (a) Diferencia absoluta de los espesores ópticos de aerosoles a 440 nm corregidos por la calibración y sin corregir en función del valor del espesor óptico (b) diferencias relativas en función del momento de medida para el Cimel#48 en El Arenosillo.

Este error es, en valor absoluto de espesor óptico, menor de 0.02, como vemos, dentro de las especificaciones. A este error se le debería sumar el error del coeficiente de calibración, que como vimos en el capítulo III se aproxima también a 0.02. Entre los dos, obtendríamos un error total del espesor óptico de aerosoles, dado a partir de la fórmula de obtención del espesor óptico τ usando un

coeficiente de calibración V_0 con error ΔV_0 , y un voltaje medido V con error ΔV para una masa óptica m :

$$V = V_0 e^{-tm}$$

tomando logaritmos:

$$\ln V = \ln V_0 - tm$$

y por la teoría de propagación de errores:

$$\left| \frac{\Delta V}{V} \right| = \left| \frac{\Delta V_0}{V_0} \right| + m |\Delta t|$$

con lo que para un ángulo cenital de 60° se puede asumir un error de ~ 0.08 en el espesor óptico. En las siguientes tablas se resumen los comportamientos, mostrándose los promedios de las diferencias entre la medida corregida por la calibración interpolada y la medida que utiliza la última calibración realizada.

Para el Li-Cor, el primer período

	350 nm	500 nm	670 nm	870 nm	1000 nm
Diferencia media (%)	-11.8	-4.2	-7.5	-6.9	-6.2
Desviación	9.7	4.0	7.5	5.3	4.5

Para el Li-Cor, el segundo período

	350 nm	500 nm	670 nm	870 nm	1000 nm
Diferencia media (%)	0.5	4.2	11.4	5.3	2.7
Desviación	0.2	2.0	5.9	2.1	1.0

Observamos cómo el Li-Cor está sufriendo en 670 nm una corrección más elevada que en las longitudes vecinas, mientras que en el primer periodo estamos obteniendo las mayores diferencias en el UV. En el segundo periodo, sin embargo, las calibraciones a 350 nm fueron prácticamente iguales, y dan las menores diferencias en el espectro. El error promedio es, sin embargo, lo suficientemente elevado como para utilizar el método de la calibración por interpolación: puede llegar hasta un -21% en el UV en el primer periodo, y hasta un 17% en el visible en el segundo.

Para el Cimel:

	440 nm	670 nm	870 nm	1020 nm
Diferencia media (%)	-2.7	-1.9	-3.1	-1.4
Desviación	4.6	4.1	6.6	3.4

En el Cimel, en adelante sólo nos restringiremos al periodo de medidas del Cimel #48, que abarca desde el 16 de febrero al 9 de junio de 2000, pues a la hora de realizar esta memoria no había una segunda calibración realizada por la NASA para corregir las medidas del Cimel #114 instalado durante la segunda mitad del año 2000.

IV.4. DEPURADO DE LAS MEDIDAS

Tenemos, una vez que procesamos los datos de irradiancia y espesor óptico, suficiente material para enjuiciar la validez de la medida. Así, pueden surgir varios tipos de incidencias que obliguen a desechar una medida:

- La medida manual no suele conllevar errores: el operador es el encargado de comprobar la existencia de las condiciones adecuadas para llevarla a cabo.
- Por otro lado, algunas de las medidas tomadas contienen problemas. Algún espectro sufre un problema durante su recepción, interrumpiéndose en la mitad del barrido. Otros casos, por obstrucciones del tubo colector, ocurridas especialmente durante los modos automáticos de operación, llevan a un espectro erróneo en el que lo único que se ha medido es un caótico nivel de ruido. Estos espectros, por inspección directa, terminan desechándose.
- Cuando se procesan, algunos espectros dan una irradiancia enormemente baja, o en otros casos se tienen espectros con unas formas espectrales realmente inesperadas. De nuevo estamos hablando en general de espectros tomados durante los modos automáticos de operación. En ellos, mientras el sistema seguidor trabaja y el espectrómetro toma la medida, existen largos periodos en los que el operador no está presente y puede deslizarse más de una medida que esté afectada por nubosidad, cuyas características son las que acabamos de mencionar.
- Si se miden valores de irradiancia muy bajos, como consecuencia se pueden obtener espesores ópticos negativos. En casos así, se retoma una valoración visual de la medida tomada y se suele descartar la misma al apreciar errores en su forma (intervalos de valor nulo, por ejemplo).

En el caso de las medidas del Li-Cor, este será, pues, el procedimiento con el que comprobemos la validez de la medida. Prácticamente, se ha terminado analizando espectro por espectro su validez: incluso automatizando este procedimiento, el programa desarrollado para este análisis permite una visualización por pantalla de los espectros de irradiancia y sus productos intermedios hasta llegar al espesor óptico.

En el caso del Cimel se sigue el algoritmo de AERONET [Smirnov et al., 2000], que brevemente describimos a continuación. Realizar tres medidas en un intervalo de tiempo muy pequeño permite hacer el descarte de otro modo: atendiendo a la variación en los tripletes de medida. Si esta variación es muy alta entre las tres medidas, probablemente esté afectada por episodios de nubosidad. El algoritmo empleado consiste en los siguientes pasos:

- Si el espesor óptico es menor que 0, la medida se descarta al ser identificada como tomada en momento de nubosidad o por tener poca calidad.
- Si es mayor, (recordando que AOD es el espesor óptico de aerosoles) se busca que el rango del espesor óptico dentro del triplete de medidas sea mayor que el máximo de (0.02, $0.03 \cdot \text{AOD}$), ya que para espesores pequeños una medida a menos de dos minutos de otra no debe separarse más de 0.02, y para espesores grandes, no más de un 3%. Si es mayor, se descarta la medida.
- Si es menor, se comprueba la desviación estándar del AOD más cercano a 500 nm de que se disponga para todo el día. Si esta desviación es menor que 0.015, la medida es correcta. Si es mayor, se aplica el criterio de suavizado siguiente, extraído de métodos frecuentemente empleados en algoritmos de inversión: la primera derivada del espesor óptico con el tiempo da su tendencia temporal, y la segunda la variabilidad de esa tendencia, la cual es muy sensible a cambios

motivados por la presencia de nubes, pues se incrementa con estas oscilaciones. Se define el número D como:

$$D = \sqrt{\frac{1}{n-2} \sum \left[\frac{\ln t_i - \ln t_{i+1}}{t_i - t_{i+1}} - \frac{\ln t_{i+1} - \ln t_{i+2}}{t_{i+1} - t_{i+2}} \right]^2}$$

y se toma como criterio que este número sea menor que 16 (basado en una serie extensa de datos experimentales). Si es mayor que 16, se busca el máximo de los espesores y se elimina, recomenzando el algoritmo por el punto anterior con las medidas que quedan.

- Cuando todas las medidas logran que ese número sea menor que 16, se comprueba si alguna excede alguno de los dos siguientes límites: (media de AOD a 500 nm $\pm 3\sigma$) o (media de $\alpha \pm 3\sigma$). Esto se basa en el tipo de distribuciones habituales en la atmósfera. Las que excedan se identifican como malas y se desechan. Si no, se dan por buenas.

El porcentaje total de medidas desechadas de todas las de irradiancia directa tomadas con el Li-Cor es de un 22.8% (un 77.2% de medidas correctas, 801 de 1109), siendo la mayoría de ellas en el periodo de medida con el seguidor solar. En el caso del Cimel, la automatización provoca una mayor incidencia de fallos, resultando que el algoritmo de depurado desecha un total de un 44.4% (un 55.6% son correctas, 6490 de 11673).

IV.5. ANÁLISIS DE LAS MEDIDAS TOMADAS

Antes de comenzar a estudiar los parámetros de turbiedad, vamos a comprobar cómo con nuestras medidas con el Li-Cor podemos obtener evoluciones de irradiancias integradas. Además de las medidas en irradiancia directa, las medidas en irradiancia global pueden permitir el estudio de parámetros como la irradiancia efectiva eritemática en el UV o el PAR (radiación fotosintética activa), parámetros de interés en la sanidad pública y en estudios medioambientales y agrícolas, por ejemplo. Para ilustrar esta aplicación mostramos a continuación algunos ejemplos de nuestras medidas integradas.

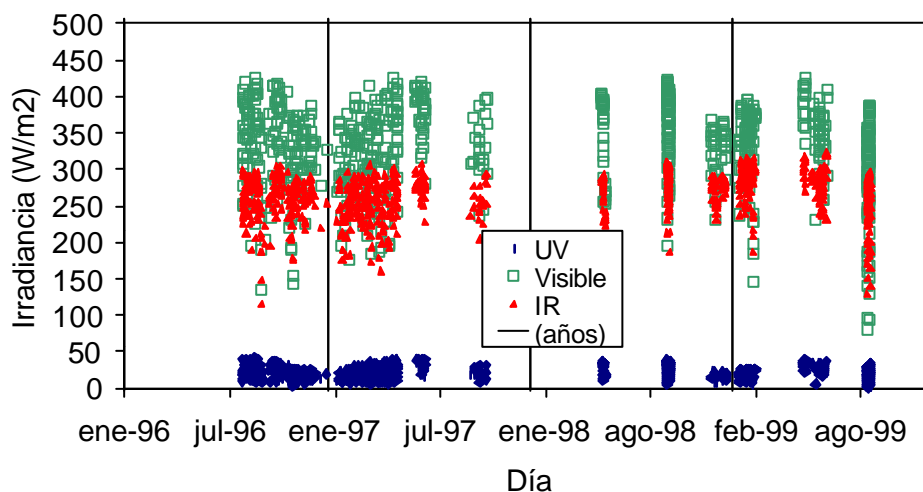


Figura IV.16: Evolución de las irradiancias integradas (componente directa) en los intervalos UV (300-400 nm), visible (400-700 nm) e infrarrojo (700-1100) medidas en El Arenosillo.

En la Figura IV.16 observamos la evolución de las irradiancias directas integradas en el ultravioleta (UV de 300 a 400 nm), visible (400-700) e infrarrojo (700-1100). Los máximos se producen claramente en verano (ver el primer tramo de la gráfica). Para apreciarlo bien, presentamos una gráfica de la radiación UV recibida en función del día del año (Figura IV.17). Para esta presentación se han utilizado unidos los datos de todos los años. Los meses centrales del año, la irradiancia máxima que medimos es claramente mayor.

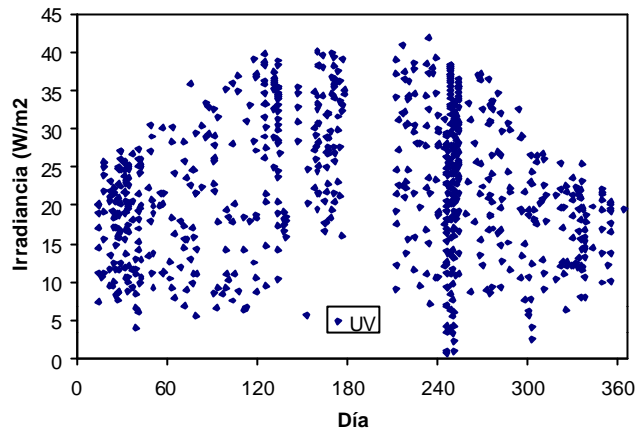


Figura IV.17: Irradiancia ultravioleta integrada (300-400 nm) de la componente directa en función del día del año para todo el periodo de medidas en El Arenosillo.

La variación dentro de un mismo día es lógicamente producida por las distintas horas a las que se mide a lo largo del día. Más clara es la Figura IV.18, en la que se aprecia la evolución horaria. Observamos cómo la mayor irradiancia se recibe en las horas centrales del día, alrededor de las 12 GMT. En este caso la variación para una misma hora se debe a la variedad de días en que se toman las medidas.

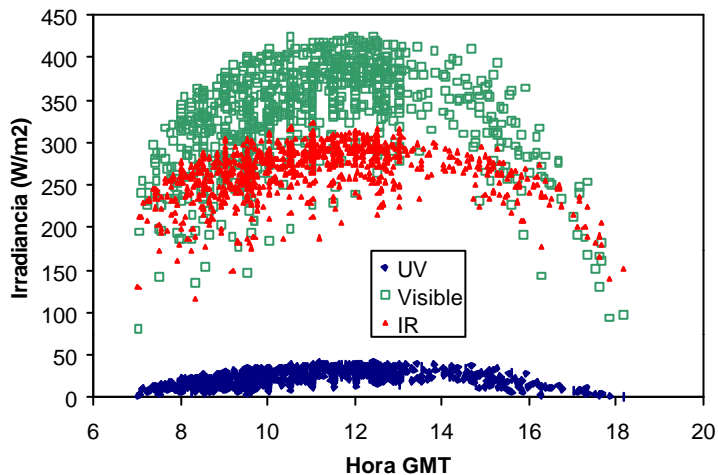


Figura IV.18: Irradiancia integrada de la componente directa en los tres intervalos, UV, visible e infrarrojo, en función de la hora del día para todo el periodo de medidas en El Arenosillo.

Como es lógico, en el visible está llegando la mayor cantidad de radiación directa solar, en el infrarrojo llega alrededor de un cuarto menos, y en el ultravioleta no llega a 1/9 de ésta.

Recapitulando la parte II, hemos estudiado con detalle las características de la instrumentación que se ha utilizado en el desarrollo de este trabajo. Así, se han determinado las respuestas espectrales y en magnitud de los instrumentos, así como su precisión y repetibilidad. Por otro lado se ha medido conjuntamente con ambos instrumentos, Li-Cor y Cimel, para comprobar la aplicación de los intercalibrados y las bondades y desventajas del calibrado de tipo Langley, el cual también fue estudiado teóricamente y mediante simulaciones. Finalmente se ha descrito la estación de medida de El Arenosillo, se ha concretado el calendario de medidas y se han expuesto los tratamientos previos de cada medida antes de suministrar los datos con los que finalmente trabajaremos, a partir de este punto, en el resto de esta tesis.

BIBLIOGRAFÍA

Smirnov, A., B.N.Holben, T.F.Eck, O.Dubovik, I.Slutsker, Cloud screening and quality control algorithms for the AERONET data base, *accepted to Rem. Sens. Environ.*, 2000.

PARTE II:

ANÁLISIS DE TURBIEDAD Y
PROPIEDADES DE AEROSOLES

CAPÍTULO V: CARACTERIZACIÓN DE LAS PROPIEDADES ÓPTICAS DE LOS AEROSOLES (I)

Parámetros de turbiedad

En este capítulo se va a realizar una caracterización de los aerosoles atmosféricos en la zona de estudio atendiendo a los parámetros de turbiedad habituales, utilizando las medidas descritas en el capítulo IV: analizaremos con detalle los espesores ópticos de aerosoles en función de la longitud de onda de la radiación, así como sus correlaciones, y haremos lo propio con los parámetros de turbiedad de Angström, definidos en diferentes intervalos espectrales. Los análisis de las dependencias espectrales de estos parámetros y las relaciones con los espesores ópticos de aerosoles nos permitirán comenzar a distinguir los distintos tipos de aerosoles atmosféricos presentes en la zona, caracterización que será ampliada en los próximos capítulos.

V.1. MÉTODO DE OBTENCIÓN DE ESPESOR ÓPTICO Y PARÁMETROS _a

V.1.1. Cálculo en las medidas del Li-Cor 1800

Como ya vimos (capítulo I, o ver [Durán 1997]) a partir de la medida de la irradiancia solar directa se puede obtener el espesor óptico total de la atmósfera $\tau(\lambda)$, a partir de la ley de Lambert-Bouguer-Beer:

$$F(\lambda) = F_0(\lambda) \exp(-\tau(\lambda)m)$$

siendo $F_0(\lambda)$ la irradiancia en el límite exterior de la atmósfera, corregida diariamente por el factor distancia Tierra-sol; m es la llamada masa óptica, que representa el camino óptico de la radiación solar al atravesar la atmósfera, como también comentamos.

Eliminando del espesor óptico total la contribución debida al “*scattering*” de Rayleigh τ_R , y la absorción de otros gases atmosféricos τ_g , obtendríamos el espesor óptico experimental de aerosoles τ_a , que representaremos frecuentemente con las siglas AOD:

$$\mathbf{t}_a(\mathbf{I}) = \mathbf{t}(\mathbf{I}) - \mathbf{t}_R(\mathbf{I}) - \mathbf{t}_g(\mathbf{I})$$

Para que esto sea efectivo, el contenido vertical de los diferentes gases atmosféricos tiene que ser conocido: contenido en ozono, vapor de agua, etc., en la región espectral de interés. El ozono es obtenido a través de los datos de Dobson y Brewer que continuamente miden en la estación de El Arenosillo, pero no hay datos de vapor de agua en la columna atmosférica. Es por ello que nuestra primera forma de proceder es buscar el espesor óptico de aerosoles sólo en las ventanas de no-absorción por parte de los gases atmosféricos. Así, bastaría eliminar del espesor óptico total el debido al *scattering* de Rayleigh. La expresión que empleamos es tomada de [Bates, 1984]:

$$\mathbf{t}_R = \frac{1}{117.2594 \mathbf{I}^4 - 1.3215 \mathbf{I}^2 + 3.2073 \cdot 10^{-4} - 7.6842 \cdot 10^{-5} \mathbf{I}^2}$$

con λ expresada en μm . Así, existirían ahora intervalos espectrales donde la única contribución que quedaría al espesor óptico sería la de los aerosoles.

En la Figura V.1 podemos apreciar cómo queda el espesor óptico experimental total una vez eliminado el efecto del *scattering* de Rayleigh, apreciándose las zonas de influencia de otros componentes atmosféricos, como el ozono (principalmente en la banda de Chappuis, de 450 a 670 nm, aproximadamente), el oxígeno (pico en 780 nm aproximadamente) y el vapor de agua (el resto de las bandas de absorción apreciables en la figura). El espesor óptico de aerosoles conforma el resto de la curva, la base sobre la que se asientan esas absorciones. Tomando los puntos de las ventanas de no-absorción, como las marcadas en la figura (cuadrados azules), podremos restituir el espesor óptico de aerosoles experimental en todo el rango espectral medido, mediante una fórmula parametrizada como la de Angström:

$$\mathbf{t}_a = b \mathbf{I}^{-a}$$

λ es la longitud de onda en μm y α el llamado exponente o parámetro de Angström, relacionado con el tamaño del aerosol [Cachorro et al., 2000a]. El significado físico de β según la expresión anterior es la del espesor óptico a 1 μm . Generalmente se suele encontrar en la bibliografía que este parámetro está relacionado con la cantidad de partículas en el vertical del punto de medida, sin embargo nosotros no hemos encontrado ni siquiera una razonable correlación entre él y el número de partículas que definen la distribución de tamaños de los aerosoles (y que se determinan en el capítulo VI). Esta fórmula de Angström es bien conocida en la bibliografía [Angström, 1929, 1930] y nosotros hemos trabajado extensamente con ella [Cachorro et al., 1987; Cachorro et al., 1989; Cachorro and de Frutos, 1995; Cachorro et al., 2000a,b] por lo que no vamos a hacer aquí comentarios sobre sus ventajas y limitaciones.

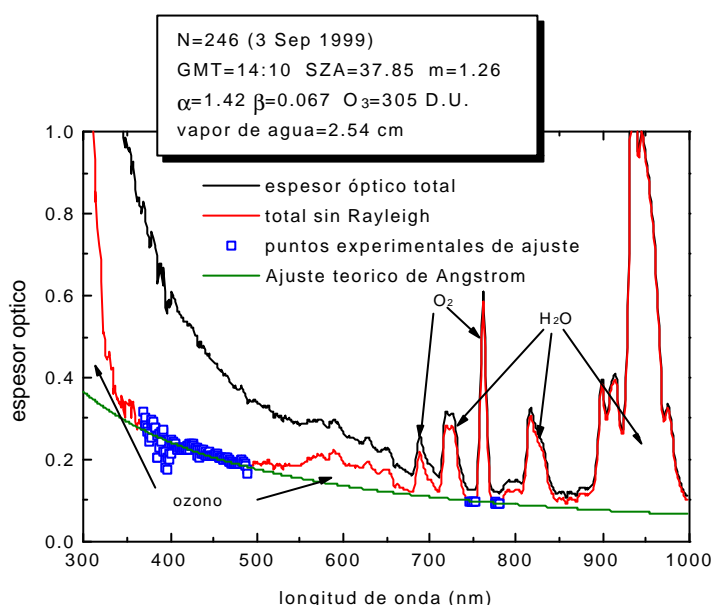


Figura V.1. Método de obtención del espesor óptico de aerosoles utilizando la medida del Li-Cor 1800, y parametrización de Angström, en un ejemplo tomado de la base de medidas descrita en el capítulo IV.

Hemos intentado que esta parametrización de la fórmula de Angström se extienda lo más posible a lo largo del espectro, para lo que hemos utilizado lo que nosotros denominamos método de las “*ventanas de no absorción*”, o simplemente método de las “*ventanas*”. Es decir aquellos intervalos de longitudes de onda en que no hay absorción selectiva por parte de los componentes atmosféricos (en la Figura V.1 están marcadas las bandas de absorción, y aquí hablamos del resto), a saber:

- En el visible: de 370 a 490 nm, después de la región UV del espectro y antes de llegar a la banda de Chappuis de ozono, por si residualmente nos quedara algo (se ha empleado un ozono promedio diario en cada día de medida para eliminar esa banda, por lo que aún es posible encontrarse con una absorción residual debido a las variaciones propias del día).
- Una banda a ambos lados de la absorción del oxígeno, de 747 a 753 nm
- Otra a ambos lados de la absorción del vapor de agua, entre 778 y 784 nm

Como podemos observar este procedimiento no necesita conocer los contenidos o concentraciones de los gases atmosféricos en el intervalo espectral de estudio. El peor comportamiento observado en las

calibraciones en la parte final del intervalo de medida, sobre todo al variar la tendencia respecto al resto del espectro, nos hace desconfiar de él, a priori, por lo que no tomamos la banda de no-absorción 1000-1040 nm, si bien estaremos atentos al comportamiento que exhiba en función de la extrapolación de las demás. Por otro lado tampoco hemos tomado la ventana alrededor de 850 nm, como se realizó con datos medidos en Valladolid [Vergaz, 1996, Durán, 1997; Cachorro et al. 2000a]. Cronológicamente sí se usó en un principio, pero los ajustes obtenidos eran muy malos, lo cual nos llevó a acortar el intervalo espectral y no incluir esta ventana en el procedimiento general, y modelizar el comportamiento en el infrarrojo de manera independiente.

En efecto, el intentar abarcar la forma de prácticamente todo el intervalo de medida, va a redundar en un peor comportamiento en particular en intervalos espectrales específicos, como veremos enseguida, lo cual nos lleva a intentar obtener los parámetros de Angström de una forma independiente en tres intervalos espectrales bien diferenciados, a fin de obtener el comportamiento del espesor óptico de aerosoles más ajustado posible al experimental en cada uno de ellos:

- La banda de 350 a 400 nm nos permite modelizar el espesor óptico de aerosoles en el UV [Cachorro et al., 2000a]. Este será llamado en adelante *ajuste UV*.
- La banda de visible puro entre 400 y 670 nm permite obtener la forma del espesor óptico de aerosoles en el intervalo visible, para ello se hizo uso de datos del contenido de ozono en la vertical [Durán, 1997; Cachorro et al. 2000b, Vergaz, 1999]. Será denominado *ajuste visible (VIS)*.
- Las dos últimas bandas (747 a 753 y 778 a 784 nm) y la que abarca de 857 a 877, también entre sendas bandas de vapor de agua, sirven para intentar modelizar la forma del espesor óptico de aerosoles sólo en el infrarrojo cercano. Lo llamaremos en adelante *ajuste IR*.

V.1.2. Estudio de errores en el espesor óptico de aerosoles obtenido con el LICOR

El error del espesor óptico experimental de aerosoles viene dado por el error del espesor óptico total y el de Rayleigh, fundamentalmente [Durán, 1997]. En el primero entran en juego los errores en las medidas de irradiancia, los errores de la masa de aire y los de otros espesores ópticos de gases que se obtienen. Estimando que en los intervalos espectrales sin absorción, el error es debido fundamentalmente al de la irradiancia medida, tendremos por la teoría de propagación de errores que el error relativo del espesor óptico total es:

$$\varepsilon(\tau) = \varepsilon(F) / \tau m$$

Esta expresión nos dice que para un error dado de la irradiancia medida (como el que ya se evaluó en el capítulo III) este error es tanto menor cuanto mayor es el espesor óptico y la masa óptica. Esto es sólo en parte cierto, ya que a masas ópticas grandes el error de éstas es mayor (en este caso se ha despreciado) y también suele ser mayor el error asociado a la medida de la irradiancia $\varepsilon(F)$.

Como se analiza en [Cachorro et al., 2000a] suponiendo un error para la irradiancia espectral medida del 5% (siguiendo el resultado obtenido en el capítulo III en el rango 370-1000 nm), el error del espesor óptico total de la atmósfera en 500 nm oscila del $\pm(4\%$ al $20\%)$ (promedio de 10% y desviación estándar del 3%) para el rango de valores medidos del espesor óptico. En 1000 nm va de $\pm(18-110\%)$ con un promedio de 44% y una desviación estándar de 3% . Estos valores concretos son válidos para el periodo 96-97 [Cachorro et al., 2000b] pero pueden extrapolarse para todo el periodo analizado.

Añadiendo el error debido a la evaluación del *scattering* Rayleigh se tiene un error final en el espesor óptico de aerosoles de $\pm(5$ a $28\%)$ en 500 nm, para el conjunto de datos sobre el que trabajaremos. Para hacer esta evaluación de la influencia del error debido a *scattering* Rayleigh se tomó la expresión anterior de Bates y la debida a [Bucholz, 1995], para evaluar el espesor óptico de aerosoles. El resultado muestra unas diferencias relativas en el espesor óptico de 0.05-4% para 350 nm y hasta un 8% para el de 500 nm. Los valores de error más altos se producen como es lógico en los valores más bajos de los espesores ópticos de aerosoles.

También debemos fijar aquí el error en el UV. El comportamiento del Li-Cor1800 en el rango (320-370 nm) es razonable pero cae por debajo de 320 nm, de forma que este último rango no es recomendable ser usado en la medida. Esto ya se mencionó también en el capítulo III. La evaluación del error a 350 nm se estimó entre 1-17% para el rango de valores medidos suponiendo un error del 10% para la irradiancia y el ya mencionado para Rayleigh.

Esta evaluación de errores que da la teoría de propagación es sumamente pesimista y parece a todas luces poco realista, debido fundamentalmente a la repetitividad que muestran nuestros resultados a la hora de obtener el espesor óptico. Es por ello que una evaluación bastante realista de errores está fundamentalmente ligada a las variaciones que durante el periodo de medida sufre el factor de calibración de nuestro espectrorradiómetro. Además de lo visto en el capítulo III, incluimos aquí las diferencias en valores relativos del espesor óptico de aerosoles obtenido durante la campaña de la 1ª *Intercomparación Ibérica de Espectrorradiómetros en "El Arenosillo"* en septiembre de 1999 [Muniosguren et al., 2001]. Nos referimos a las diferencias relativas entre la determinación del espesor óptico a la llegada de la campaña con nuestra calibración y la obtenida después de la calibración "in situ" (del orden de 5 meses de separación entre los calibrados). Esto puede verse en la Figura V.2 para los valores obtenidos a las longitudes de onda de 320, 350, 500, y 670 nm. Las diferencias relativas oscilan entre un 2% a 670 nm, 5-8% a 500 nm durante el mediodía, donde el error es menor, pero esta diferencia se hace casi cero para masas ópticas grandes (al comienzo y final del día). Esto aún es más patente a la longitud de onda de 320 nm donde el error varía a lo largo del día de 5-15%. Sin embargo también puede observarse que este error o diferencia varía mucho de un día de medida a otro (en la figura se observan claramente las diferencias correspondientes a dos días de medida).

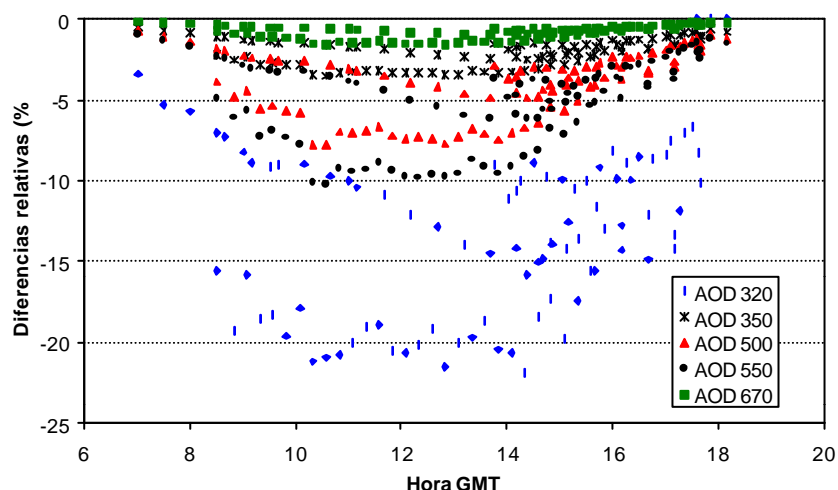


Figura V.2. Diferencias relativas entre los espesores ópticos de aerosoles antes y después de una calibración realizada durante la 1ª intercomparación ibérica de espectrorradiómetros en El Arenosillo.

Obviamente estas diferencias nos dan una pauta para la estimación del error que puede atribuirse al espesor óptico de aerosoles. A su vez tenemos que añadir el error debido al propio proceso de medida. La combinación de ambos errores nos puede dar una estimación realista del error del espesor óptico.

V.1.3. Cálculo del espesor óptico medido por el Cimel

El espesor óptico medido por el Cimel se obtiene mediante el método dado en la red AERONET y expuesto a continuación: sea $V_{0\lambda}$ el coeficiente de calibración (el voltaje extraterrestre) correspondiente al filtro centrado en la longitud de onda λ , obtenido mediante el Langley correspondiente o bien a través de la comparación con otro Cimel calibrado. Sea T la temperatura en grados centígrados en el momento de la medida, la cual arroja un valor de voltaje de V_λ para ese filtro.

Inicialmente se corrige el voltaje extraterrestre según la distancia Tierra-Sol en el momento de la medida, mediante esta aproximación:

$$V'_{0\lambda} = V_0 \left(1 + 0.034 \cos \left(\frac{2\pi d}{365} \right) \right)$$

en la que d es el día del año en que se realiza la medida.

Para obtener el vapor de agua del filtro en 936 nm se utiliza el método de Langley modificado. Pero vamos a centrarnos en el resto, pues en este capítulo hablaremos primordialmente del espesor óptico de aerosoles. En la latitud de El Arenosillo, AERONET aplica unos espesores ópticos de ozono y de Rayleigh constantes [I. Slukster, comunicación personal] dados por la Tabla V.1:

Long. de onda (nm)	Esp. óptico Rayleigh	Esp. óptico ozono
440	0.2406	0
670	0.0424	0
870	0.0152	0.013 desde noviembre 0.14 desde julio
1020	0.008	0

Tabla V.1: Espesores ópticos de Rayleigh y de ozono empleados en la obtención del espesor óptico de aerosoles en El Arenosillo.

El voltaje obtenido para el filtro de 1020 nm es el que está afectado apreciablemente por la temperatura (el efecto es despreciable en los demás). La corrección es la siguiente:

$$V' = V(1 - 0.0025(T - 25))$$

En las demás longitudes de onda se asimila $V'=V$. Posteriormente, se obtiene de forma directa el espesor óptico total τ , pues

$$\tau = -\frac{1}{m} \ln \left(\frac{V'_0}{V'} \right)$$

Finalmente el espesor óptico de aerosoles, τ_a , se obtiene con:

$$\tau_a = \tau - \tau_{Rayleigh} - \tau_{ozono}$$

V.1.4. Estudio de errores en el espesor óptico de aerosoles obtenido con el Cimel

Esta determinación es muy sencilla, pues el espesor óptico es un parámetro que se obtiene de forma directa en el Cimel, según hemos visto en el apartado anterior. Así, en esta obtención entra en juego la masa óptica y la constante de calibración obtenida mediante Langley o por comparación con otro instrumento.

Si en esta constante uno encuentra un error de determinación $\Delta V_0(\lambda)$ en la longitud de onda concreta λ , se tendrá derivado de él un error en el espesor óptico dado por:

$$\Delta t(\mathbf{I}) = \frac{\ln \left[1 + \frac{\Delta V_0(\mathbf{I})}{V_0(\mathbf{I})} \right]}{m}$$

El máximo error absoluto que AERONET indica para la determinación del espesor óptico con el Cimel es de 0.02 [Holben et al, 2001]. Sin embargo, hemos comprobado en el capítulo III que un Langley bien realizado mejora este valor: vimos que el error de la constante, $\Delta V_0(\lambda)$, podía llegar a ser menor del 1%, lo que conduciría a errores del espesor óptico menores y cercanos al 1% en masas ópticas correspondientes a ángulos solares cenitales de 60°. Las calibraciones de los Cimel empleadas son, en nuestro caso, realizadas a través de intercomparación, con lo que finalmente el error por la intercomparación (desviación estándar de las diferencias entre las medidas de ambos instrumentos) se suma al error en la determinación de la constante de calibración del instrumento patrón, con lo que se llega a errores mayores, de hasta un 4%.

V.2. EVOLUCIÓN DE LA TURBIEDAD EN EL ARENOSILLO (1996-1999): medidas del Li-Cor 1800

Ahora nos vamos a centrar en estudiar la evolución del espesor óptico de aerosoles y de los diferentes parámetros hallados a partir de él. Este estudio es un compendio, actualización y ampliación de los estudios realizados sobre los primeros datos de nuestra base de datos presentados en [Cachorro et al, 2000b; Vergaz et al., 1999 y 2000]. Para empezar, mostramos la gráfica con la evolución temporal a lo largo de todo el periodo de medidas del espesor óptico en dos longitudes de onda, la de 500 nm considerada como índice de turbiedad, y la de 1000 nm, que representa otro índice de turbiedad por su relación con el parámetro β de Angström (Figura V.3).

Observamos que los valores para la primera de las dos longitudes de onda, en el visible, tienen una dispersión ligeramente mayor que para la segunda, en el infrarrojo. En general, los valores son mayores para el visible, pero también existen valores menores a los que no llega el espesor a 1000 nm. La media del espesor óptico de aerosoles a 500 nm es de 0.13, con una desviación de 0.08, mientras que la del espesor óptico de aerosoles a 1000 nm es de 0.11, con desviación de 0.05. En promedio, como es de esperar, el espesor óptico a 1000 nm es menor, pero solo ligeramente, lo que muestra el **carácter espectral bastante plano** de estos espesores en el área de estudio. Este comportamiento contrasta con medidas anteriores llevadas a cabo por nosotros en Valladolid [Durán, 1997, Cachorro et al, 2000a], donde puede observarse una tendencia de pendiente más marcada a lo largo de todo el espectro. Los valores extremos se observan en la gráfica: de 0.02 a 0.52 es el rango que cubre el espesor óptico de aerosoles a 500 nm. De 0.04 a 0.57 es el rango del espesor óptico de aerosoles a 1000 nm. Es de resaltar que los casos extremos, máximo y mínimo, sean más extremos en esta longitud de onda que en

500 nm, como se muestra en la Tabla V.2, donde se detallan los valores estadísticos de los espesores ópticos de aerosoles en algunas longitudes de onda representativas de diferentes intervalos espectrales.

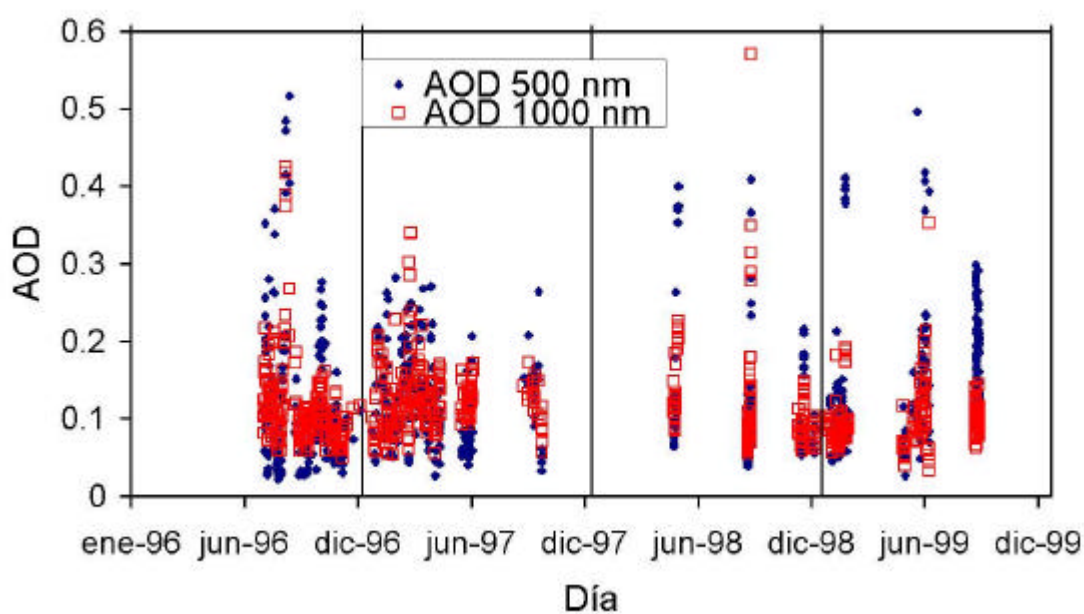


Figura V.3: Evolución del espesor óptico de aerosoles en las longitudes de onda de 500 y 1000 nm en todo el periodo de medidas 96-99 en El Arenosillo. Las líneas verticales indican el primer día de cada año.

Valores en promedio mayores en las longitudes de onda 850 y 1000 nm frente a la longitud de onda de 670 nm ponen de manifiesto el cambio de curvatura del visible al infrarrojo, que está caracterizando el comportamiento espectral de los aerosoles en esta estación de medida de “El Arenosillo”.

	AOD 350 nm	AOD 500 nm	AOD 670 nm	AOD 865 nm	AOD 1000 nm
Media	0.24	0.13	0.09	0.10	0.11
Desviación Est.	0.12	0.08	0.06	0.05	0.05
Máximo	0.90	0.52	0.44	0.44	0.57
Mínimo	0.06	0.02	0.00	0.02	0.03
Varianza	0.01	0.01	0.00	0.00	0.00
Moda	0.2	0.08	0.08	0.07	0.07

Tabla V.2: Estadística de los valores de espesor óptico de aerosoles obtenidos con el Li-Cor 1800 en la zona de estudio durante los años 1996-99.

En el siguiente histograma de frecuencias (Figura V.4), observamos la frecuencia relativa de los valores para tres diferentes espesores ópticos de aerosoles. Hemos añadido el de 350 nm, hasta ahora no mostrado, por comprobar cómo suben los valores en el UV respecto a los del resto del espectro. De este modo, en dicho histograma se aprecia claramente cómo los valores de 350 nm son en promedio mayores que el resto, y además están más distribuidos, pues en el histograma las barras tienen altura parecida, es decir, que las frecuencias son más parecidas. No obstante, no tiene ningún valor por debajo de 0.1. En cuanto al espesor óptico de aerosoles de 500 nm, hay una buena cantidad de valores bajos (entre 0.05 y 1), un 11%, mientras que la mayoría se la lleva el valor entre 0.1 y 0.2 (suma un total del 70% de los casos). Hay pocos valores más altos. La longitud de onda de 1000 nm no tiene tantos

valores menores de 0.1, pero tiene aproximadamente un 85% de valores también entre 0.1 y 0.2. La diferencia es que apenas hay valores que sobrepasen el de 0.3. Como era de esperar, es la que tiene los valores más bajos en general.

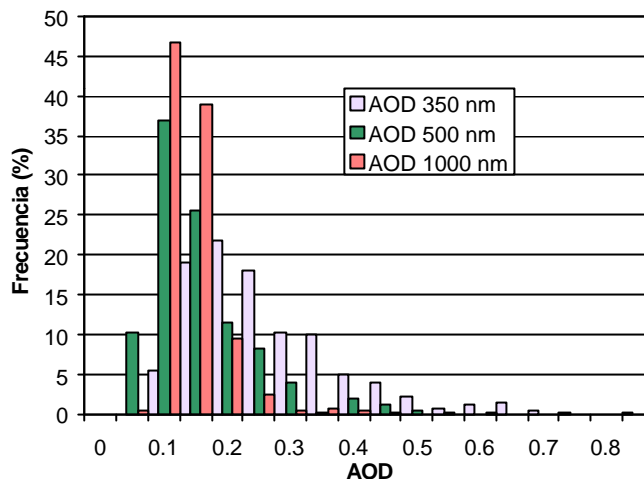


Figura V.4: Histograma de frecuencias de los valores del espesor óptico de aerosoles en tres longitudes de onda: 350 nm, 500 nm y 1000 nm.

El máximo del espesor óptico se da alrededor de 500 nm y también se tiene algún valor muy alto en 1000 nm. Esta longitud de onda puede estar ligeramente interferida por la banda de vapor de agua más cercana y tiene mayor error, como ya vimos. La desviación de los valores es de un $\pm 50\%$ respecto al valor medio en prácticamente todas las longitudes de onda. Las longitudes de 670 y 865 nm son muy parecidas en comportamiento, lo cual da idea de que el final del visible y el principio del infrarrojo cercano son muy parecidos, y que el ajuste que hagamos en el visible puede extrapolarse de una forma bastante correcta al principio del infrarrojo. Posteriormente veremos cómo se comportan estas extrapolaciones de los diferentes ajustes.

Podemos representar ahora la dependencia estacional, teniendo en cuenta que tenemos medidos 188, 181, 274 y 158 espectros en invierno, primavera, verano y otoño respectivamente. En este caso representamos la medida en las cinco longitudes de onda representativas en las que antes presentamos las medias (Figura V.5).

Podemos dar algunas conclusiones de esta dependencia estacional del espesor óptico en El Arenosillo:

- En el ultravioleta, los valores máximos de espesor óptico (en la figura, a 350 nm) se producen en primavera, así como las mayores desviaciones (los valores tienen mucha dispersión). El que la media sea mayor en primavera y sea distinto al comportamiento en el visible nos recuerda que en esta época del año es el momento en que se produce el máximo estacional de cantidad de ozono estratosférico. Sin embargo la correlación no es tan concluyente, porque no son tan grandes las diferencias estacionales, y las variaciones son muy amplias en todas ellas. Los mínimos se producen en otoño, lo que coincide con el mínimo de cantidad de ozono, aunque debemos tener presentes las puntualizaciones anteriores.
- En el visible, sin embargo, el espesor óptico de aerosoles se comporta de forma distinta, ocurriendo un máximo en verano, coincidiendo con la mayor variabilidad. La diferencia entre los valores medios es muy pequeña, salvo cuando se da el mínimo en otoño, que es mucho más acusado. La explicación lógica de este comportamiento es que durante el verano tenemos la situación

atmosférica más estable, en promedio. La estabilidad permite mayores periodos de permanencia de las masas de aire en la zona de estudio, lo cual les permite cargarse de aerosoles. Otras estaciones, y especialmente el otoño, tienen menos estabilidad atmosférica, las masas de aire pasan más rápidamente por la zona, y no van tan cargadas de aerosoles. Si observamos los resultados del capítulo VII, como veremos, no podemos asimilar esta estacionalidad al tipo de aerosol, pues curiosamente cuando tenemos más peso relativo del aerosol que provoca mayor turbiedad es durante el invierno (mayor frecuencia de aerosoles saharianos o continentales).

- En el infrarrojo, el comportamiento es parecido al del ultravioleta, con los valores de espesor óptico de aerosoles más altos en primavera. Nuevamente los valores más bajos se producen en otoño.

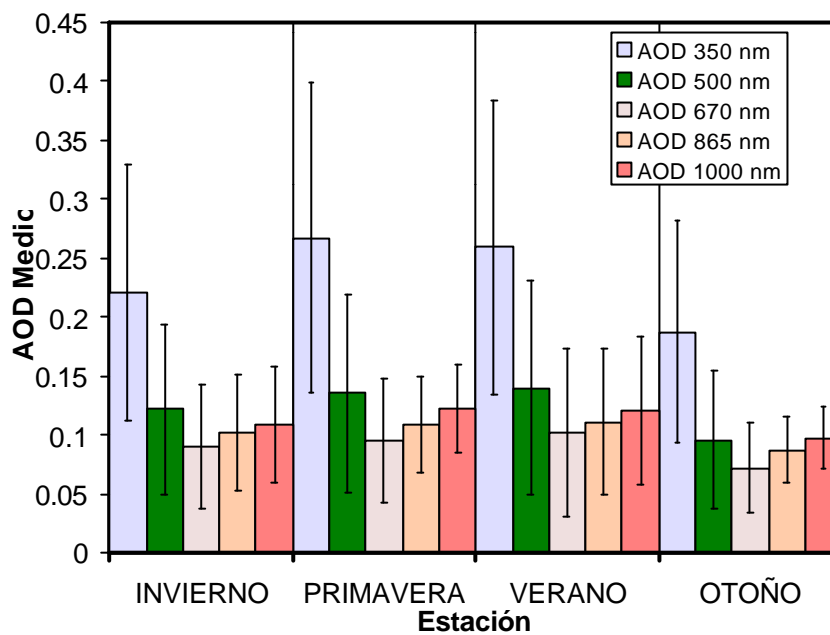


Figura V.5: Histograma de frecuencias estacionales del espesor óptico de aerosoles en las cinco longitudes de onda representativas (350, 500, 670, 865 y 1000 nm) con la desviación estándar de estos valores.

No obstante, pese a la variación estacional encontrada, no hay nada realmente concluyente cuando observamos lo parecidas que son las medias de una estación a otra. El caso más claro es el del ultravioleta, y para todo el espectro en general el de la caída de otoño. Tal vez el que esta serie de casi cuatro años no tenga la continuidad adecuada sea la causa de no poder extraer un comportamiento estacional claro.

Si representamos las medias diarias, obtenemos una gráfica como la de la Figura V.6, en la que se aprecia cómo las desviaciones han sido mayores en alguno de los periodos intermedios del 98 y 99, en que se tomaban valores en horas del día más extremas. Se representa el espesor óptico de aerosoles a 440 nm para poder confrontarlo más adelante con el que suministra el Cimel a esa misma longitud de onda.

Si representamos la desviación estándar de los valores diarios en función del espesor óptico (en la figura el caso de los 500 nm), tenemos una nube de puntos que no tiene una tendencia clara (Figura V.7). Si por un lado hay predominio de valores de desviación altos cuando el espesor óptico de aerosoles es alto, por otro también tenemos valores altos cuando el espesor no supera los 0.2. Estos casos ocurren sobre todo en los episodios especiales que antes comentábamos. En cualquier caso, los valores son en general bastante bajos.

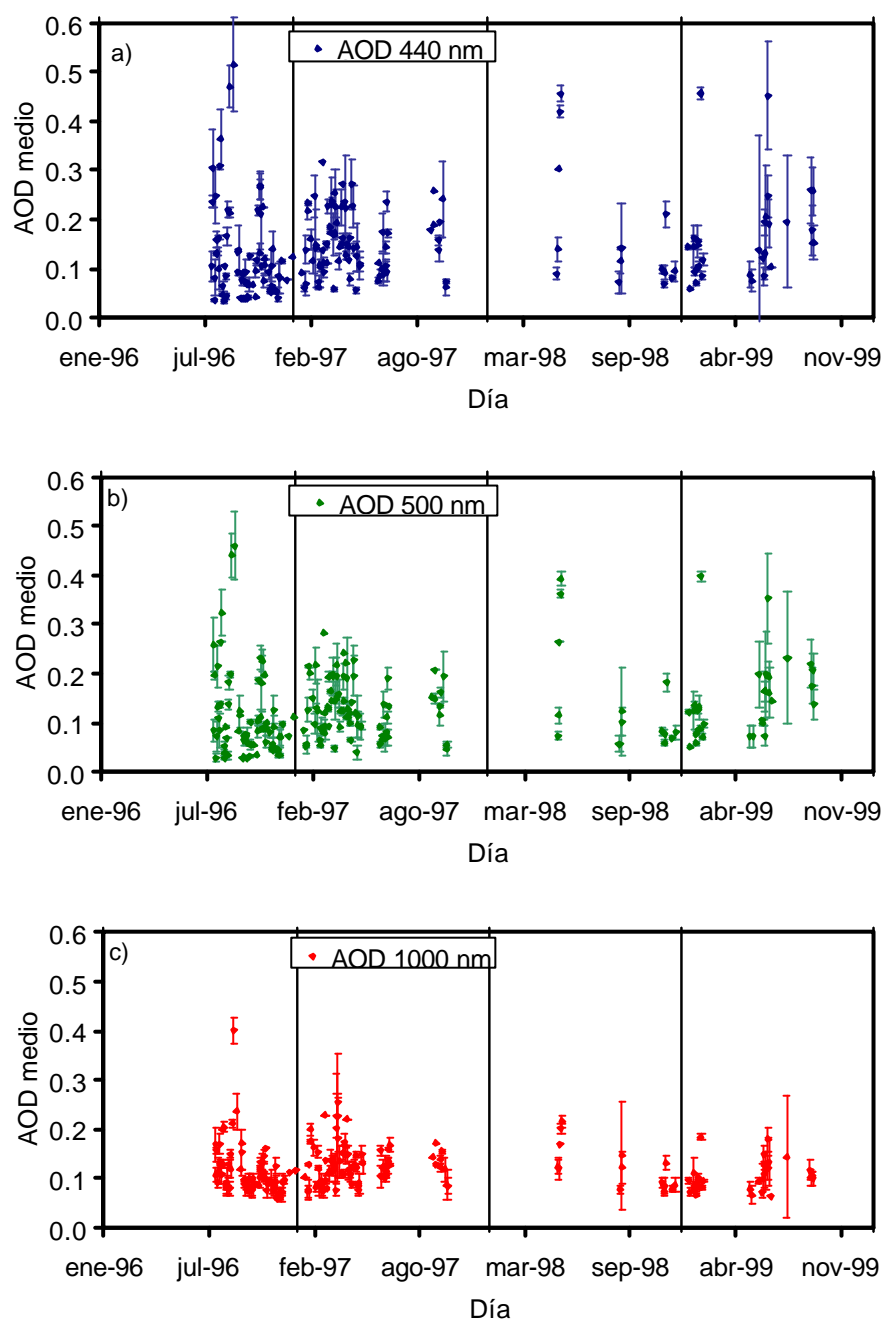


Figura V.6: Evolución de las medias diarias del espesor óptico de aerosoles a a) 440 nm, b) 500 nm, c) 1000nm, representadas con la desviación estándar diaria, a lo largo de todo el periodo de medida 96-99 en el Arenosillo.

Observemos, una vez establecida la evolución y los valores típicos de turbiedad, algunas de las correlaciones que pueden establecerse entre los espesores ópticos de aerosoles en determinadas longitudes de onda. La idea es buscar la posibilidad de obtener un valor en una longitud de onda a partir del valor en otra. Esto es muy adecuado al usar fotómetros que operan en longitudes de onda concretas. ¿Hasta qué punto podemos admitir una extrapolación de los valores que nos suministren en otras longitudes de onda? Estudios como el presente pretenden conseguir este objetivo.

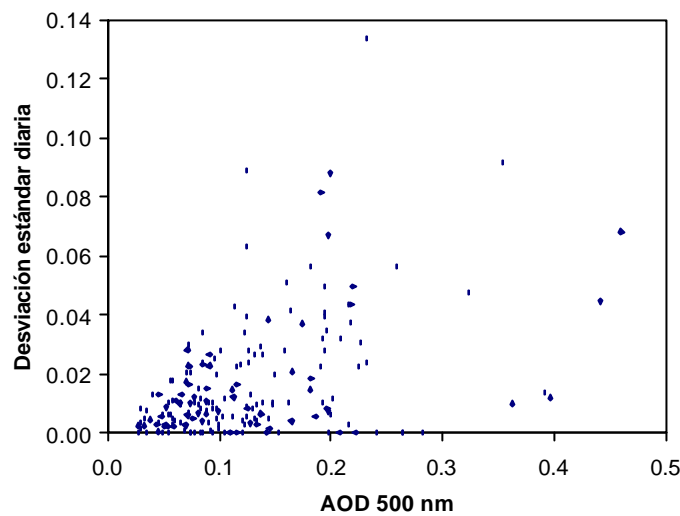


Figura V.7: Relación entre las desviaciones estándar diarias y las medias del espesor óptico de aerosoles a 500 nm para todo el periodo de medida 96-99 en el Arenosillo.

Para comenzar de una forma ordenada siguiendo el espectro natural, vemos la correlación entre un valor de espesor óptico en el UV, el de 350 nm, y otro en el visible, el de 500 nm, habitual índice de turbiedad (Figura V.8). Comprobamos cómo la relación es lineal, con un coeficiente de correlación muy bueno ($r = 0.96$). Cuando el espesor óptico se incrementa en el intervalo visible (de 400 a 670 nm), lo hace en el UV (de 350 a 400 nm), y lo hace de una forma bastante lineal. Si esto no basta para dar una estimación del espesor óptico de aerosoles en todo el UV, podemos decir que al menos ocurre en esas dos longitudes de onda. Aún no podemos concluir nada de la forma espectral, estudio que intentaremos una vez obtengamos los diferentes parámetros de Angström.

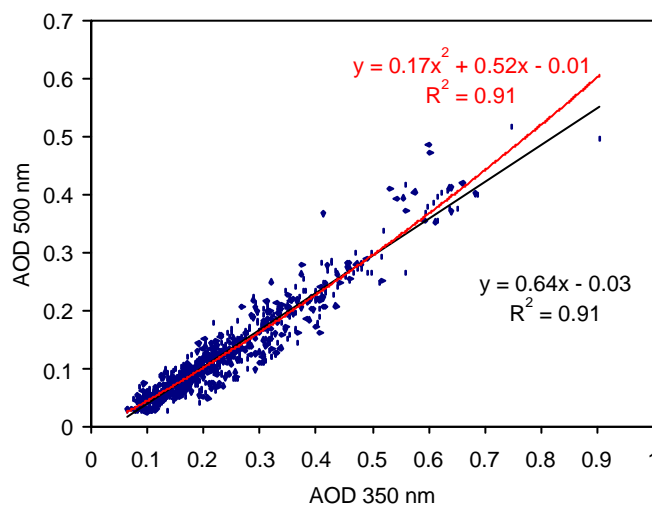


Figura V.8: Relación entre los espesores ópticos de aerosoles a 500 y a 350 nm medidos por medio del Li-Cor 1800 a lo largo de todo el periodo en El Arenosillo. Se muestra la correlación lineal obtenida y la cuadrática, con sus coeficientes de correlación.

Mostramos también un ajuste cuadrático, por el hecho de que en la mayor parte de los trabajos presentados hasta ahora por el Grupo de Óptica Atmosférica [Ver Cachorro et al., 2000a,b] se ha obtenido una relación de ese tipo en esta representación: cuando la base de datos abarcaba los años 96 y 97, la correlación era mejor si se suponía una relación cuadrática. Sin embargo, al introducir todos los

datos, la correlación cuadrática varió bastante (el término cuadrático pasó de tener un coeficiente de 0.37 al 0.17 que se muestra), mientras que la lineal no lo hizo (prácticamente conservó los mismos coeficientes), al tiempo que ésta mejoraba su coeficiente de correlación y la cuadrática lo empeoraba. La diferencia relativa entre el valor predicho en la correlación lineal y el valor de espesor óptico de aerosoles medido en 350 nm es en promedio de $\pm 2.7\%$, con una desviación estándar del 23.7 %.

Aunque esta correlación es de bastante interés para los estudios de la radiación UV que estamos llevando a cabo, a fin de conocer la influencia de los aerosoles atmosféricos en este rango espectral, también la correlación entre otras longitudes de onda lo es en diversas aplicaciones. Así, si estudiamos la relación entre el espesor óptico de aerosoles de 500 nm y el de 865 nm podemos comprobar por la Figura V.9 que existe una correlación, aunque no muy alta ($r = 0.84$). Al menos, la vista de esta gráfica nos permite pensar que es lícita la idea de intentar un ajuste que involucre al visible, y comprobar cómo se comporta en el infrarrojo. Los mayores problemas aparecen en los espesores ópticos de aerosoles de valor más alto, aunque ya existen algunos valores que se salen de la correlación en espesores de 0.1-0.2 en los 500 nm.

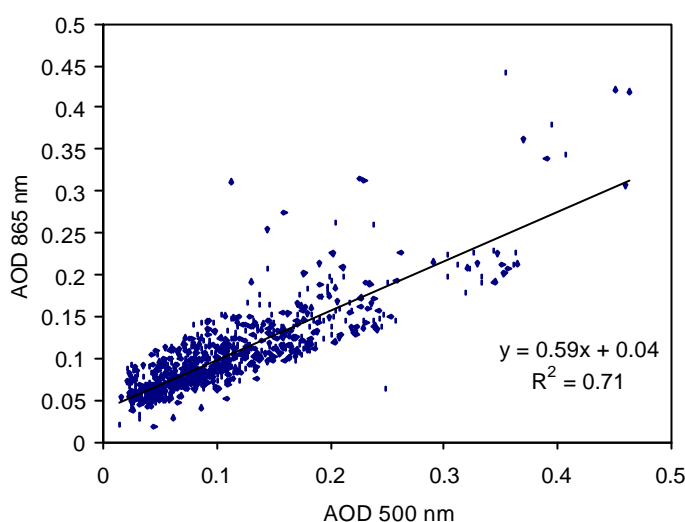


Figura V.9: Relación entre los espesores ópticos de aerosoles a 865 y a 500 nm para todo el periodo de medida en El Arenosillo. Se muestra la correlación lineal obtenida, con el coeficiente de correlación.

Podemos decir básicamente lo mismo en la correlación entre espesores ópticos de aerosoles a 1000 nm y a 500 nm, aunque es algo peor ($r = 0.6$). Esta vez el espesor óptico en el infrarrojo crece antes, es decir, la pendiente de esta correlación es más pronunciada, y a incrementos más pequeños del espesor óptico de aerosoles en el visible el del infrarrojo crece más rápido.

La relación entre el espesor óptico de aerosoles a 1000 nm y el de 865 nm viene representada en la Figura V.10. La correlación es excelente entre 865 nm y 1000 nm, tenemos una relación lineal con coeficiente de correlación $r = 0.98$. Gracias a esta gráfica, podemos intentar al menos extender la tendencia observada en las ventanas del infrarrojo al último tramo del mismo, en los 1000 nm. Si representamos la relación entre el espesor óptico de aerosoles a 1000 nm y el de 750, en la ventana anterior del infrarrojo, observamos, sin embargo, que la dispersión es bastante mayor, y que la bondad de la correlación cae ($r = 0.92$).

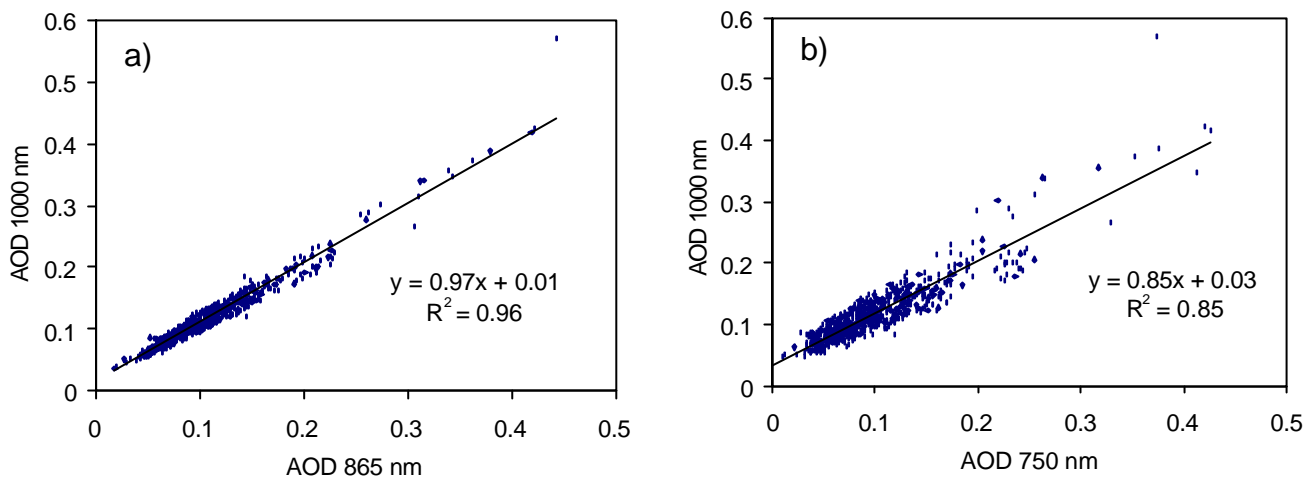


Figura V.10: a) Relación entre los espesores ópticos de aerosoles a 1000 y a 865 nm. b) La misma relación entre 1000 y 750 nm para todo el periodo de medida en El Arenosillo. Se muestra la correlación lineal obtenida, con el coeficiente de correlación, en ambos casos.

Finalmente, queremos remitir al lector a las gráficas que, si bien en un intervalo temporal menos amplio, sí con más medidas realizadas (de un modo sistemático intensivo) mostramos más adelante con las medidas del Cimel. Observará qué parecido tienen con las tendencias manifestadas en este apartado.

V.2.1. Aplicación al sensor SeaWiFS

Como ya mencionamos, estas correlaciones entre longitudes de onda son de gran interés para su aplicación en sensores a bordo de satélites, por cuanto estos generalmente trabajan en longitudes de onda concretas o en ciertos canales. Queremos dejar aquí constancia de algunos trabajos realizados en esta línea por nuestro grupo y en los que el autor del presente trabajo ha participado [Cachorro et al., 1999a, 1999b, 2000c, 2001].

Estos son los relativos al sensor SeaWiFS (*Sea-viewing Wide Field of view Sensor*, sensor de observación del mar de amplio campo de visión, [Hooker et al., 1992]) donde se estudia la correlación entre las diferentes bandas en las que trabaja este sensor a partir de las medidas de espesor óptico obtenidas con el Li-Cor en este área de estudio, el Golfo de Cádiz, de los problemas en la banda del oxígeno, etc. La necesidad de definir el llamado coeficiente de Angström, ϵ , a partir de los espesores ópticos de aerosoles en esas bandas conllevó a un estudio detallado de su comportamiento en la zona del golfo de Cádiz, que ahora puede ampliarse.

Este sensor fue lanzado en agosto de 1997, montado en el satélite OrbView-2. Su fin: proporcionar a la comunidad científica datos de propiedades bio-ópticas de los océanos. La base está en la detección de cambios sutiles en el color oceánico, los cuales indican variaciones en las cantidades y concentraciones de fitoplancton, de interés inmediato tanto pesquero como científico. Este fitoplancton se halla coloreado con pigmentos como clorofila, por lo que su presencia queda delatada a través de la radiación que refleja.

El sensor SeaWiFS continua el trabajo que desarrolló hasta 1986 el sensor CZCS (Coastal Zone Color Scanner), pasando sobre un mismo punto de la Tierra cada día. Su periodo es de 98.9 minutos, volando en una órbita heliosíncrona, casi polar, a una altura de 705 km. El campo cubierto por una imagen abarca 1100x1100 metros, teniendo la imagen un rango dinámico de 10 bits.

Podemos comprobar cómo se distribuyen sus bandas espectrales, con un ancho de banda de 20 nm en las del visible y 40 nm en el cercano infrarrojo, a través de la Figura V.11, en la que hemos superpuesto uno de los espectros de espesor óptico sin Rayleigh obtenido a través de las medidas del Li-Cor. Como observamos, las bandas de este sensor cubren prácticamente el intervalo espectral de 400 a 890 nm. Salvo la centrada en la longitud de onda de 765 nm, que concentra la banda de absorción del oxígeno molecular, se aprecia que el resto de las bandas están ocupando ventanas de no-absorción. La Tabla V.3 da cuenta de los intervalos espectrales que abarcan dichas bandas, así como el efecto a observar para el que se han diseñado cada una de ellas.

El principal problema al intentar abordar este tipo de estudios oceánicos con un sensor montado en un satélite surge al estar fuertemente afectada la radiancia medida en él por la interferencia de la atmósfera. Los efectos de *scattering* y absorción de la luz han tenido lugar en todo el trayecto de la luz antes y después de reflejarse en el suelo, hasta llegar al sensor, situado por encima del límite superior de la atmósfera. Alrededor de un 90% de la radiación que le llega al sensor está compuesta de fotones que no han interactuado con el agua del mar, y que por ende no contienen información sobre el medio que queremos estudiar.

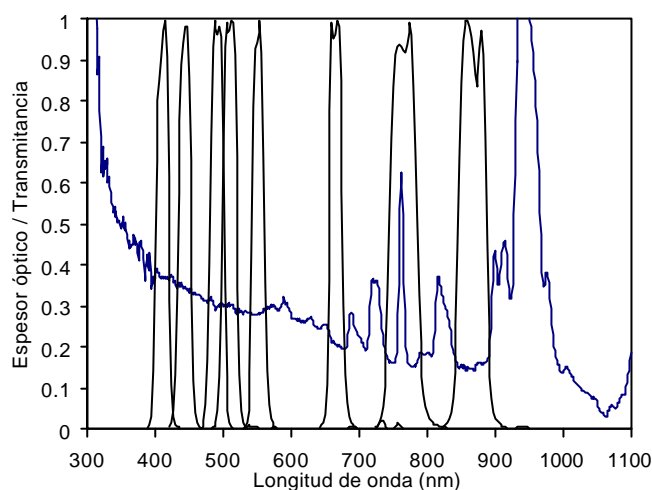


Figura V.11: canales del sensor SeaWiFS: representación de la transmitancia (normalizada a 1) de los ocho filtros del sensor. Se representa también un espectro de espesor óptico sin Rayleigh medido con el Li-Cor.

Canal (nm)	Utilidad
402-422	Sustancias amarillas
433-453	Absorción de clorofila
480-500	Absorción por pigmentos
500-520	Absorción por clorofila
545-565	Absorción por pigmentos, propiedades ópticas, sedimentos...
660-680	Corrección atmosférica (banda usada en el CZCS)
745-785	Corrección atmosférica, radiancia de aerosoles
845-885	Corrección atmosférica, radiancia de aerosoles

Tabla V.3: canales del sensor SeaWiFS: extensión de su intervalo espectral y utilidad de cada uno.

Las dificultades al aplicar las correcciones atmosféricas en problemas relacionados con el color oceánico ya fueron detectadas con el CZCS (*Coastal Zone Color Sensor*), que fue el primer sensor de estas características [Gordon et al., 1980].

La idea de las correcciones atmosféricas es, pues, la de obtener la radiancia que surge del agua eliminando todos los demás efectos presentes en la imagen del sensor. Esta eliminación pasa por estimar la cobertura debida a la espuma de las crestas de las olas, el reflejo directo del sol en la imagen, la eliminación de nubosidad, etc. Sin embargo, la dificultad mayor se produce al considerar el efecto del aerosol atmosférico, principalmente por el motivo de su amplia variabilidad espacial y temporal. Naturalmente, una serie de medidas a nivel del suelo pueden venir en ayuda de la solución de este problema. Si bien una medida sobre una plataforma o barco puede ser difícil de llevar a cabo, las medidas que se han ido describiendo en el presente trabajo pueden servirnos en aplicación a correcciones atmosféricas sobre las llamadas, en este campo, aguas *de caso 2* (zonas costeras), debido a la situación geográfica de la estación de medida de “El Arenosillo”. De hecho, es en las zonas costeras donde los algoritmos de corrección están presentando los mayores problemas, ya que están diseñados para aguas de caso 1, por lo que esta aplicación queda plenamente justificada.

En [Gordon et al, 1980], y aplicado al sensor CZCS, se introdujo el coeficiente de Angström ϵ con el fin de aplicarlo en algoritmos de corrección atmosférica. Este coeficiente se define entre dos longitudes de onda, λ_1 y λ_2 (dos canales de un sensor), como:

$$\epsilon(\lambda_s, \lambda_l) = \rho_{as}(\lambda_s) / \rho_{as}(\lambda_l) \cong \tau_a(\lambda_s) / \tau_a(\lambda_l)$$

siendo ρ_{as} la reflectancia debida al aerosol (*aerosol path radiance*) medida en las longitudes de onda respectivas por medio del sensor, y τ_a los espesores ópticos de aerosoles en esas longitudes de onda.

Recordando el concepto del parámetro α que ya hemos definido, aquí podemos calcular también varios α de Angström entre diferentes pares de longitudes de onda, que denominamos α “dinámicos”, dados por la misma fórmula de Angström:

$$\tau_a(\lambda_s) / \tau_a(\lambda_l) \cong (\lambda_s / \lambda_l)^{-\alpha}$$

Las imágenes SeaWiFS aportan, para cada pixel, el espesor óptico de aerosoles a 765 y 865 nm, así como el coeficiente de Angström para cada longitud de onda con respecto a la de 865 nm. La última versión del software que se utiliza para el tratamiento de estas imágenes (SEADAS) también calcula los α dinámicos para diferentes pares de longitudes de onda. Es obvio, por tanto, que todos estos parámetros pueden compararse con datos tomados a nivel de suelo. En nuestro caso hemos comenzado un estudio en el área del Golfo de Cádiz.

Como ejemplo de este estudio del comportamiento de los aerosoles en esta zona, mostramos una serie de casos seleccionados entre nuestros datos, donde aparece claramente el diferente comportamiento espectral del coeficiente $\epsilon(\lambda, 865)$ (Figura V.12).

Fueron calculados utilizando la medida del Li-Cor pasada por los filtros correspondientes del sensor SeaWiFS. Notamos cómo la tendencia espectral decreciente del coeficiente se vuelve más inestable a medida que éste es menor (es decir, a medida que los espesores ópticos de aerosoles de cada longitud de onda son cada vez menores que el de 865 nm, cosa que ocurre con espectros muy crecientes en el IR, típicos de aerosoles árticos, como veremos). Asimismo, observamos cómo a medida que aumenta la longitud de onda, y si estamos en el IR más acusadamente, aumenta el valor del coeficiente, siendo su tendencia más creciente con los valores más bajos.

Por otro lado, observamos la particularidad del filtro en 765 nm: si eliminamos la banda de absorción del oxígeno molecular que se centra en el intervalo espectral que cubre este filtro, podemos comprobar que el valor del coeficiente baja radicalmente, volviendo a las tendencias marcadas.

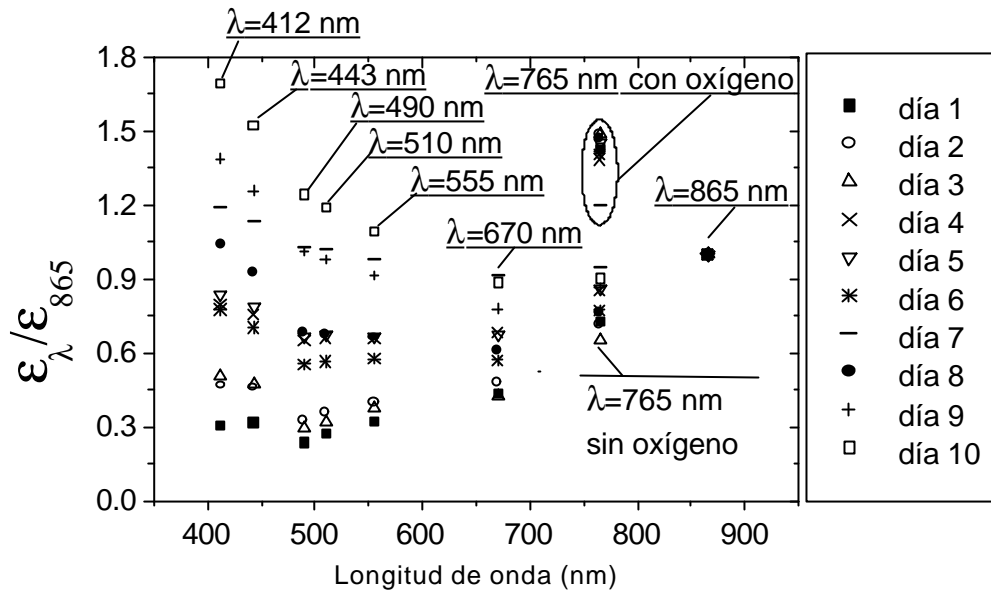


Figura V.12: Parámetro $\epsilon(\lambda,865)$ del SeaWiFS calculado en diez diferentes casos particulares de las medidas del Li-Cor en El Arenosillo durante el periodo 1996-1999, con distintas condiciones de turbiedad. Se representa la banda en 765 nm calculada eliminando el oxígeno y sin eliminarlo.

Mostramos también en la Figura V.13 cómo se relacionan los parámetros α calculados en las ventanas de no-absorción presentados hasta ahora con el $\alpha(765,865)$, definido éste último a través del espesor óptico calculado con nuestras medidas, a las cuales se multiplicó por las transmitancias de los dos filtros correspondientes del SeaWiFS antes de obtenerlo: de este modo, estamos obteniendo lo que mediría el sensor si lo colocáramos en nuestro lugar de medida. En el ajuste a las ventanas de no-absorción se emplearon nuestras medidas habituales, son los mismos valores descritos en este capítulo. Observamos cómo la correlación no es buena, estando los valores del parámetro $\alpha(765,865)$ entre -5 y 1 , pero es ciertamente igual a la relación entre el parámetro α que definimos en el IR y el de las ventanas.

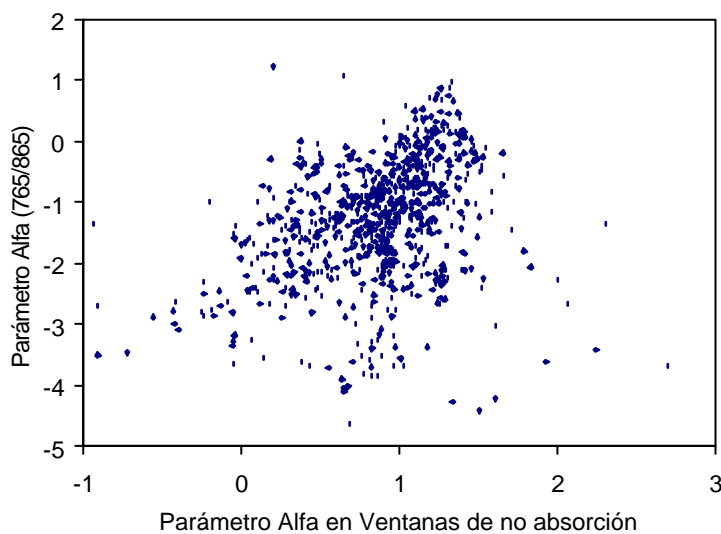


Figura V.13: Parámetro $\alpha(765,865)$ dinámico del SeaWiFS frente al calculado en las ventanas de no absorción descrito en este capítulo, calculados usando las medidas del Li-Cor en El Arenosillo durante el periodo 1996-1999.

Aparte del extenso estudio de aerosoles que se lleva a cabo en esta tesis, es evidente que diversas aplicaciones dan lugar a diferentes objetivos o perspectivas de trabajo, y a utilizar de una forma u otra distintos coeficientes. Es claro que el potencial de los datos medidos para su aplicación al estudio de los aerosoles desde la perspectiva del SeaWiFS supone un trabajo adicional, que en estos momentos queda abierto dentro de las líneas de investigación del GOA-UVA.

V.3. MEDIDAS CON EL FOTÓMETRO CIMEL

En el caso del fotómetro Cimel, sólo podemos dar unos resultados con garantías para el Cimel #48, correspondiendo al periodo **16 de febrero a 9 de julio de 2000**. A la hora de escribir esta tesis, aún no se ha llevado a cabo la segunda calibración que permita chequear y calibrar por interpolación todos los datos tomados en el segundo periodo del año 2000 por medio del fotómetro Cimel #114.

Comenzamos por tanto estudiando la evolución de los espesores ópticos. Así, observamos en la Figura V.14 las tendencias de los mismos obtenidos en la longitud de onda de 440 nm, para los valores instantáneos y las medias diarias. Las evoluciones en las otras tres longitudes de onda disponibles con el Cimel son bastante similares.

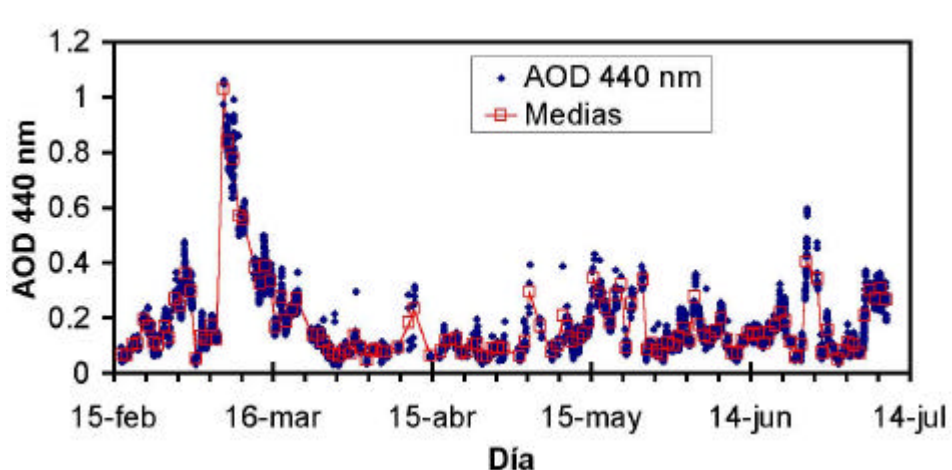


Figura V.14: Evolución del espesor óptico de aerosoles a 440 nm medido con el Cimel en El Arenosillo, durante el periodo de medida (16 de febrero, 9 de julio) del Cimel #48. Se representan todos los datos instantáneos junto con las medias diarias (cuadrados).

En la evolución temporal se aprecian algunos saltos realmente grandes, o subidas muy pronunciadas. Teniendo en cuenta que en estos datos está –en la medida de lo posible– eliminado cualquier error del instrumento y se les aplicó el algoritmo de eliminación de episodios nubosos, en principio debemos admitirlos, pese a que en algunos casos llegan al valor de 1.0 para el espesor óptico de aerosoles a 440 nm (un valor al que llegamos sólo en el ultravioleta en el Li-Cor). Se detecta una subida a finales de febrero que fue muy marcada, y un salto de principios de marzo que duró unos días. Estos episodios han sido constatados por otro tipo medidas (y estaciones) y son entradas de aire sahariano en la zona de estudio, como veremos en capítulo VIII.

Cuando hacemos una tabla análoga a la que antes presentamos para el Li-Cor, obtenemos la Tabla V.4. Observamos que la media para 440 nm, de 0.17, es algo mayor que la que obtuvimos con el Li-Cor para 500 nm, de 0.13, lo cual es de esperar pues, en general y como veremos en ejemplos, el espesor óptico decrece entre estas dos longitudes de onda (ver Figuras V.41 a V.44). Por otro lado, las medias que obtuvimos en longitudes de onda coincidentes tienen un valor de ± 0.02 (coincidente con el

error del Cimel en espesor óptico de aerosoles) con respecto a las del Li-Cor, con lo que, teniendo en cuenta que en el Cimel abarcan un intervalo estacional menor de un año, damos como muy razonables los resultados obtenidos tanto por una serie de datos como por la otra. Las desviaciones en este caso, sin embargo, son mucho más altas, cercanas al $\pm 100\%$, con lo que se duplica la variabilidad que teníamos anteriormente con el Li-Cor. Sugerimos que la raíz de esta diferencia está en el diferente modo de operación de ambos aparatos, siendo el del Cimel mucho más sistemático e intensivo, con lo que detecta variaciones que se pueden producir en horas que no medimos con el Li-Cor, como por ejemplo muchas durante la caída de la tarde, de mayor variabilidad e incertidumbre.

	AOD 440 nm	AOD 670 nm	AOD 870 nm	AOD 1020 nm
Media	0.17	0.11	0.10	0.09
Desviación	0.14	0.13	0.12	0.11
Máximo	1.06	1.01	0.97	0.92
Mínimo	0.03	0.00	0.01	0.01
Varianza	0.02	0.02	0.01	0.01
Moda	0.06	0.02	0.06	0.03

Tabla V.4: Estadística de los valores de espesor óptico de aerosoles obtenidos con el fotómetro Cimel #48 en la zona de estudio durante el año 2000 (16 de febrero a 9 de julio).

La detección de un episodio realmente intenso de turbiedad, como vemos en la gráfica de evolución temporal, hacia el principio de marzo de 2000, conlleva un incremento acusado de los valores máximos de los espesores ópticos, que casi duplican los que obtuvimos con el Li-Cor. Los valores mínimos, por su parte, son muy parecidos a aquéllos.

En la Figura V.15 contemplamos el histograma de los espesores ópticos para el Cimel. En este caso, observamos que no tenemos medidas en el ultravioleta, por lo que la dispersión general de las barras del histograma es menor. La longitud de onda que se distribuye más regularmente es la de 440 nm, en tanto que la más localizada en frecuencias es la de 1020 nm, como antes, la del infrarrojo. En este caso, entre 0 y 0.1 están el 75% de los valores obtenidos para el espesor óptico de aerosoles a 1020 nm. Un 70%, y un comportamiento muy parecido, lo tenemos para los valores del espesor a 870 nm, como vimos, muy correlacionado con el anterior (ahora comprobaremos esta correlación en el Cimel). También el espesor a 670 nm contiene casi un 70% de valores en el rango recién nombrado.

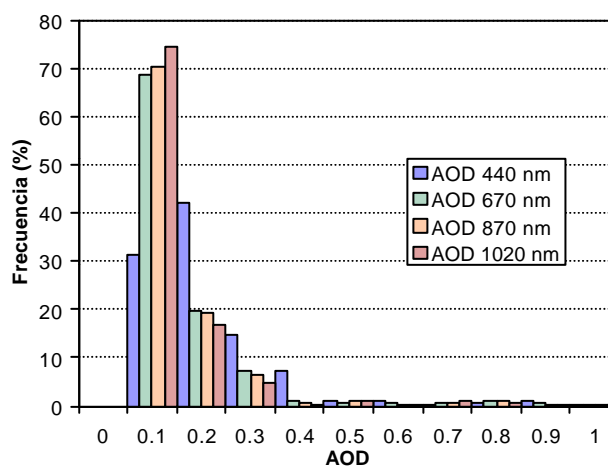


Figura V.15: Histograma de frecuencias de los valores del espesor óptico de aerosoles medidos con el fotómetro Cimel #48 en las cuatro longitudes de onda de 440, 670, 870 y 1020 nm en El Arenosillo en el periodo 16 de febrero – 9 de julio.

Sin embargo, aparece aquí un grupo de valores en un intervalo alto, localizado alrededor de 0.8. Es claro que gracias a este histograma podemos *aislar* el intervalo de valores que caracteriza al episodio de turbiedad más intensa detectado (en la evolución temporal no se observan valores tan altos en ninguna otra fecha, por lo que estos deben pertenecer a ese episodio).

Veamos ahora las correlaciones entre las diferentes longitudes de onda. Comenzamos por la correlación de los espesores ópticos de aerosoles en las longitudes de onda del visible, 440 nm con 670 nm, y de 440 nm con la del infrarrojo en 870 nm. (Figura V.16).

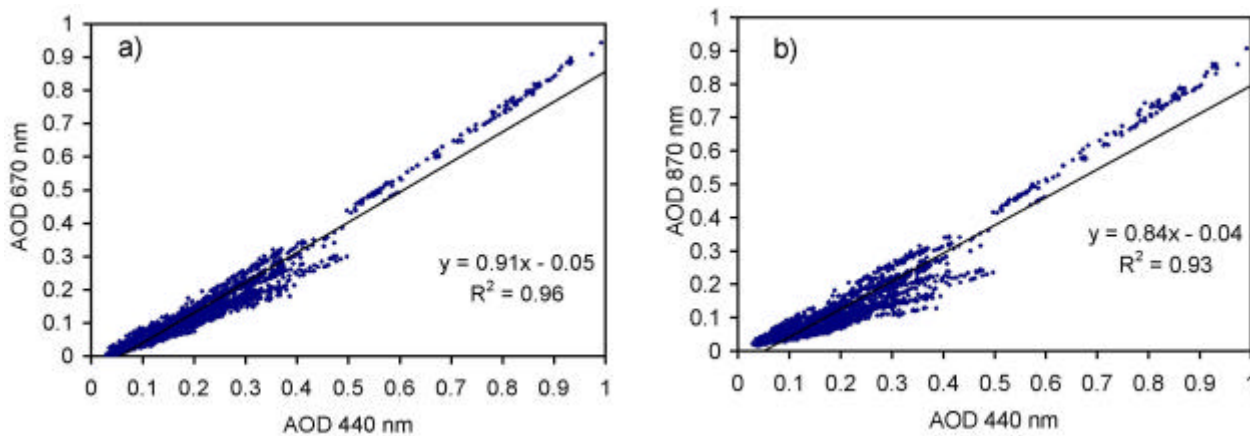


Figura V.16: a) Correlación entre los espesores ópticos de aerosoles en las longitudes de onda de 670 y 440 nm. b) Correlación entre los espesores ópticos de aerosoles en 870 y 440 nm, medidos con el Cimel #48 en El Arenosillo.

Ambas correlaciones son muy buenas en el caso de valores altos. Para valores de espesor óptico de aerosoles en 440 nm menores de 0.5 se obtiene una dispersión, de modo que existe una segunda relación lineal más baja que la tendencia dada en los valores altos. Así, la serie de datos incluida en este segundo grupo muestra valores de espesor en 670 nm más bajos. Si nos vamos a 870 nm la relación es parecida: una tendencia lineal muy clara que llega hasta los valores más altos, una dispersión que se produce entre 0 y 0.5 en el espesor óptico de aerosoles a 440 nm dando valores más bajos del espesor en 670 nm.

En cuanto a la correlación de 440 nm con 1020 nm (Figura V.17), la nube de puntos es parecida a la anterior. También nos recuerda en especial a la correlación que antes encontramos con el Li-Cor entre el espesor óptico de aerosoles de 1000 y el de 500 nm. Existe, pues, un tipo o tipos de aerosoles que siguen la tendencia lineal general de los valores altos, pero también un grupo de ellos que, a iguales valores del espesor óptico de aerosoles a 440 nm, tienen valores menores en las longitudes de onda mayores. Es decir, que su tendencia espectral es más decreciente.

Al igual que en el caso del Li-Cor podemos afirmar que lo que se haga en 870 nm se puede reproducir con garantías en los 1020 nm. La correlación que mostramos ahora así lo demuestra (ver Figura V.18). Parece que, de las correlaciones entre longitudes de onda vecinas del Cimel, la que peor se comporta es la que se da entre la de 670 nm en el visible y 870 nm en el infrarrojo, donde de nuevo aparece una ligera dispersión en los valores bajos (por debajo de 0.3 en 670 nm).

Lo que está denotándose entre esta figura y las dos anteriores es que el tipo de aerosol que provoca el espesor óptico de aerosoles más alto (en 440 y 670 nm, de 0.6 a 1), que como veremos es de tipo desértico (ver capítulo VIII), tiene una correlación muy clara entre el comportamiento en el visible y en el infrarrojo, mientras que el resto de los aerosoles medidos (principalmente los marítimos) tienen una

tendencia (a mayor espesor óptico de aerosoles en el visible, mayor en el infrarrojo) en la que se produce una mayor dispersión en las pendientes.

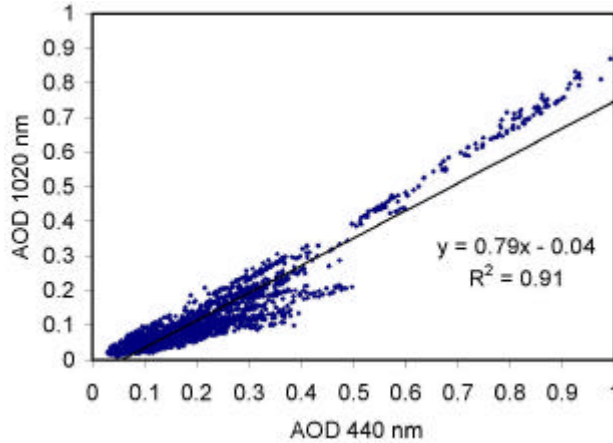


Figura V.17: Relación entre los espesores ópticos de aerosoles en las longitudes de onda de 1020 y 440 nm, medidos con el Cimel #48 en El Arenosillo.

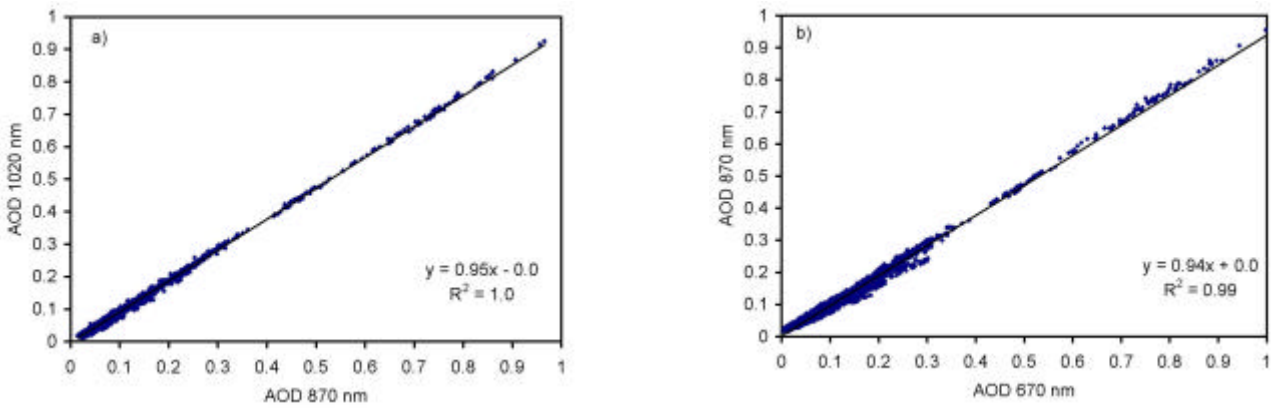


Figura V.18: Correlaciones entre los espesores ópticos de aerosoles en las longitudes de onda de 1020 y 870 nm y de 870 y 670 nm, medidos con el Cimel #48 en El Arenosillo.

V.4. PARÁMETROS DE ANGSTRÖM. ESTUDIO DE SU EVOLUCION TEMPORAL

Nos centramos ahora en el análisis de los parámetros de Angström hallados a través de los ajustes sobre el espesor óptico de aerosoles experimental que expusimos anteriormente para el espectrorradiómetro Li-Cor. Así, recapitulando, hemos nombrado cada intervalo en la Tabla V.5, que contiene las longitudes de onda que los limitan.

Lo que vamos a hacer a continuación, y siempre teniendo en mente los ejemplos que hemos visto anteriormente para recordar los comportamientos a que dieron lugar, es buscar los valores y las relaciones entre los diferentes parámetros de Angström. Recordemos que estos parámetros, que nos dan el comportamiento espectral del espesor óptico de aerosoles, están directamente relacionados con la microfísica de los mismos, como tendremos ocasión de comprobar en el capítulo siguiente.

<i>Intervalo</i>	<i>l</i> (nm)
<i>Ventanas</i>	370 – 490
	747 – 753
	778 – 784
<i>UV</i>	350 – 400
<i>400-670</i>	400 – 670
<i>IR</i>	747 – 753
	778 – 784
	857 – 877

Tabla V.5: Intervalos espectrales considerados para realizar los ajustes de Angström.

Pero concretemos: para empezar, mostramos la evolución de los valores de los diferentes parámetros de Angström α en la Figura V.19:

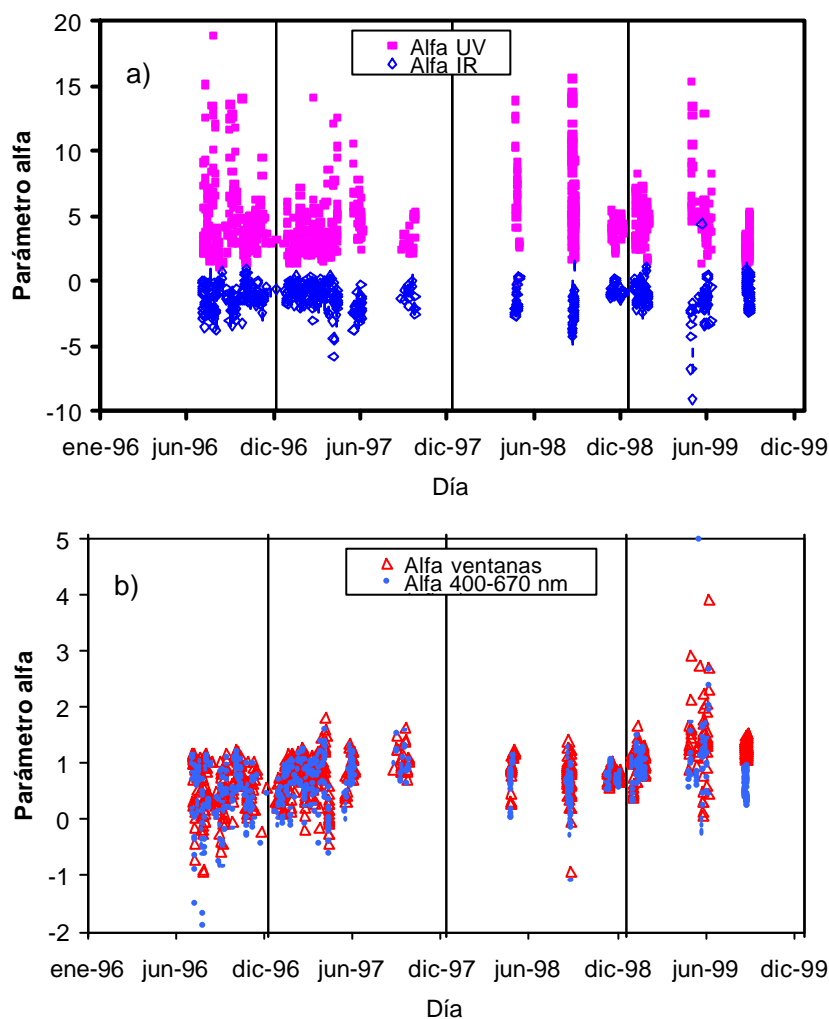


Figura V.19: a): Evolución de los parámetros α de Angström obtenidos en los intervalos UV (cuadrados rellenos), e IR (rombos). b) evolución en los intervalos de las ventanas (triángulos) y 400-670 (círculos), durante todo el periodo de medida (1996-99) por medio del Li-Cor 1800 en El Arenosillo.

Comprobamos que en esta evolución los parámetros de Angström α para el visible (bien por el método de las ventanas, o 400-670, pues estos dos intervalos son prácticamente idénticos) están prácticamente todos entre 0 y 1.5, con algunos casos en el intervalo (-1,0) y en el intervalo (1.5,3);

prácticamente todos los de infrarrojo IR son negativos, entre -5 y 0 , y todos los de ultravioleta UV positivos, entre 0 y 5 , con valores muy elevados, en estos dos últimos casos. Tenemos valores en el UV hasta 20 y en el IR hasta 10 . Estos dos parecen, además, claramente anticorrelacionados. Parece claro en todos los casos que durante el invierno los valores son bastante menos variables que en verano. Ello ocurre en especial en los valores del ultravioleta.

Observamos que los valores de este parámetro calculados en el visible, intervalo en que, por otra parte, hay más bibliografía al respecto, tienen una variación muy alta entre 0 y 1.5 , con el valor de 1 como más predominante. Existen algunos valores negativos y positivos más altos, dándose estos casos primordialmente en los periodos en que se ha medido en verano. Parece verse, pese a la discontinuidad de las medidas, un descenso de la variabilidad durante el invierno (ver los inviernos de 96-97 y 98-99). Por otro lado, durante el verano del 99 se han detectado valores anormalmente altos de este parámetro, si los comparamos con los valores máximos detectados en otros periodos.

Pasemos a comprobar las estadísticas generales de estos índices, a través de la tabla resumen (Tabla V.6, análoga a la que vimos en el caso de los espesores), y de los histogramas (Figura V.20). Comprobamos los siguientes puntos:

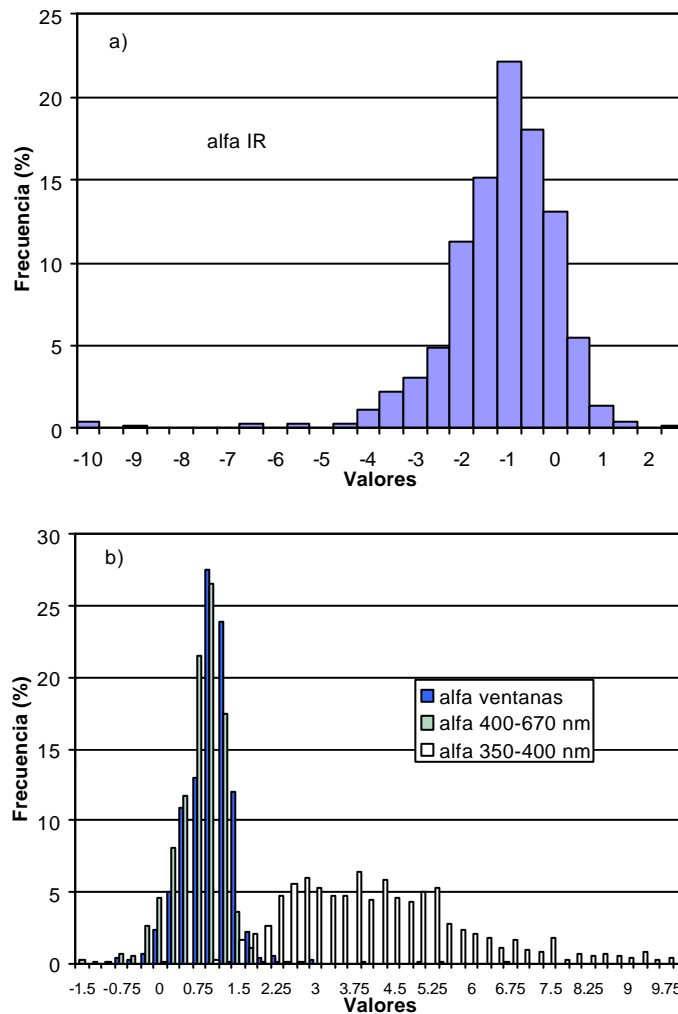


Figura V.20: Histograma de frecuencias relativas (en %) de los valores obtenidos de los parámetros α de Angström calculados en los intervalos IR (superior) y los de las ventanas (rellena), 400-670 (diagonal 45°) y 350-400 nm (punteado) (inferior) durante todo el periodo de medida por medio del Li-Cor 1800 en El Arenosillo (1996-99).

- Para el infrarrojo (IR), el valor del parámetro α de Angström es menor que la unidad, y su distribución es aproximadamente normal, con un máximo en el -1 , que nos da como valor más frecuente. Muy pocos valores suben de 1 y bajan de -3 , es decir el mayor porcentaje de valores es negativo. Observamos en las tablas anteriores cómo el valor del parámetro α de Angström que viene afectado de una desviación mayor es el determinado en el infrarrojo. Esto se debe a la cantidad de diferentes comportamientos que hemos encontrado (pendientes positivas y negativas y valores diferentes de las mismas), con diferentes alturas relativas entre las bandas consideradas en el infrarrojo.
- Para el resto del espectro, como vemos en la Figura V.20, hay dos tipos de distribuciones muy distintas: para las α que tienen que ver con el ultravioleta tenemos unas distribuciones muy anchas, con valores altos y positivos, con varios valores prácticamente con las mismas frecuencias, entre 2 y 4, y con poca ala por la parte de valores inferiores y mucha en los superiores. El que tengamos tanta pendiente en este intervalo indica la presencia habitual de un modo de acumulación dominante [Holben et al., 2001], lo que intentaremos comprobar más adelante.
- En el visible, (entendemos aquí los resultados dados en los dos intervalos, el de las ventanas y el de 400-670) sin embargo, la distribución es estrecha, tiene un máximo en 1, tiene más anchura por la izquierda (valores menores de 1), y por la derecha cae más rápido (se encuentran muy pocos valores superiores a 1.5). Esta distribución es típica de aerosol marítimo [D’Almeida et al., 1991; Koepke et al., 1997; Levoni et al., 1997; Hess et al., 1998; Holben et al., 2001].

	α ventanas	α 350 – 400	α 400 – 670	α IR
Media	0.88	4.63	0.67	-1.43
Desviación	0.52	2.66	0.51	1.56
Máximo	6.50	18.86	4.98	4.39
Mínimo	-0.94	-0.05	-1.90	-21.80
Varianza	0.27	7.05	0.26	2.44
Moda	1.00	4.75	1.00	-1.00

	β ventanas	β IR
Media	0.07	0.13
Desviación	0.04	0.06
Máximo	0.38	0.59
Mínimo	0.00	0.04
Varianza	0.00	0.00
Moda	0.05	0.15

Tabla V.6: Estadística de los valores de los parámetros de Angström de aerosoles obtenidos con el Li-Cor 1800 en la zona de estudio durante los años 1996-99.

El valor promedio del parámetro α de Angström en el intervalo del visible es de 0.68, y de 0.88 para el intervalo de las ventanas. Este valor también es típico de los lugares donde predomina el aerosol marítimo (ver, por ejemplo, los extensos ejemplos de [Holben et al., 2001]). Ello es reforzado por el hecho de que la media total del espesor óptico es más bien baja (de 0.13 en 500 nm). El que α suba un tanto cuando nos estamos extendiendo a ventanas cerca o dentro del IR indica la presencia de otro tipo de aerosol de origen más continental, y el que obtengamos valores bajos indica la aparición de aerosoles de origen desértico. Volveremos, más adelante sobre este análisis.

Cuando representamos la variación estacional, tenemos la Figura V.21, en la que se aprecia la poca diferencia entre las medias de los distintos parámetros α de Angström para cada estación,

produciéndose los valores absolutos más altos en primavera. La primera afirmación confirma que en la zona de estudio tenemos una mezcla de diversos tipos de aerosoles a lo largo de todo el año, sin un predominio claro de alguno de ellos en una estación determinada. En cuanto al valor mínimo, se produce para el invierno en el ultravioleta y para el otoño en el resto de las longitudes de onda. En este caso, los valores de la desviación estándar son mucho mayores para el caso de los parámetros obtenidos en el infrarrojo. Estacionalmente, los mayores son los de la primavera. Esto implica que durante esta época es cuando se produce, aparentemente, la mayor mezcla de tipos distintos de aerosol sobre la zona de estudio. La menor desviación en invierno, unida a los puntos anteriores, muestra que en esta época se dan circunstancias de un tipo de aerosol más específico. Como veremos en el capítulo VII, hay una importancia relativa mayor del aerosol sahariiano, que tiende a rebajar los valores de este parámetro, lo que está relacionado con lo que obtenemos.

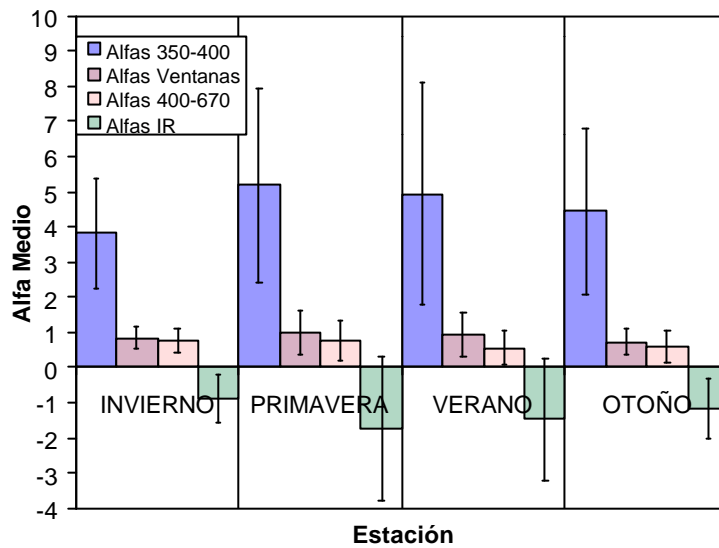


Figura V.21: Evolución estacional de los valores medios diarios (y las desviaciones diarias) de los parámetros α de Angström obtenidos en los intervalos de UV (350-400 nm, rellenos), de las ventanas de no-absorción (diagonal 135°), del visible 400-670 nm (punteado) y en las ventanas del IR (diagonal 45°)

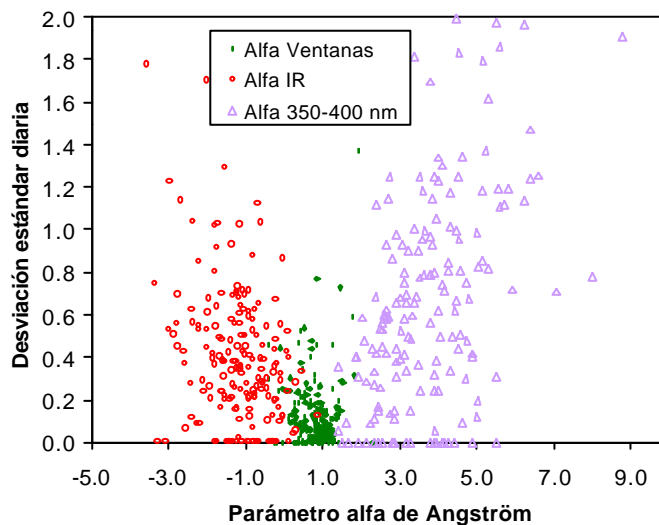


Figura V.22: Variabilidad diaria del parámetro α de Angström en función de su valor, para los calculados en los intervalos de las ventanas (rombos), del IR (círculos) y del UV (triángulos).

La desviación diaria en función de los valores del parámetro α de Angström muestra (Figura V.22) que la menor se produce para los valores en el ajuste de las ventanas; la mayor para el ajuste en el ultravioleta. En todos los casos se produce una gran variación en las dispersiones, pero los valores mayores de las desviaciones diarias se tienen habitualmente en coincidencia con los valores más elevados de los parámetros de Angström, sean éstos positivos o negativos. En la figura aparecen algunos valores nulos, que corresponden a días con una sola medida.

Como conclusión podemos decir que el valor del parámetro α diario está afectado de más variación cuanto mayor es. Además, como sabemos, está afectado en su determinación de un error mayor cuanto menor es el espesor óptico de aerosoles [Holben et al., 2001; Cachorro et al., 2000a].

En cuanto a la evolución de las medias diarias, comprobamos en la Figura V.23, donde se representa también la desviación cada día, que la media diaria del ajuste en las ventanas viene afectada de una menor variación, y que este parámetro sufre dentro de cada día menos variación que el definido en el infrarrojo. Como vemos, existe la tendencia a encontrar medias crecientes, sobre todo al final del periodo de medida. Ello se debe a que tenemos en estos casos más datos diarios que engloban más valores al comienzo o al final del día. Las desviaciones en el infrarrojo, como vemos, son muy grandes, pudiendo abarcar en un día todo el rango de valores que hemos medido en el periodo completo.

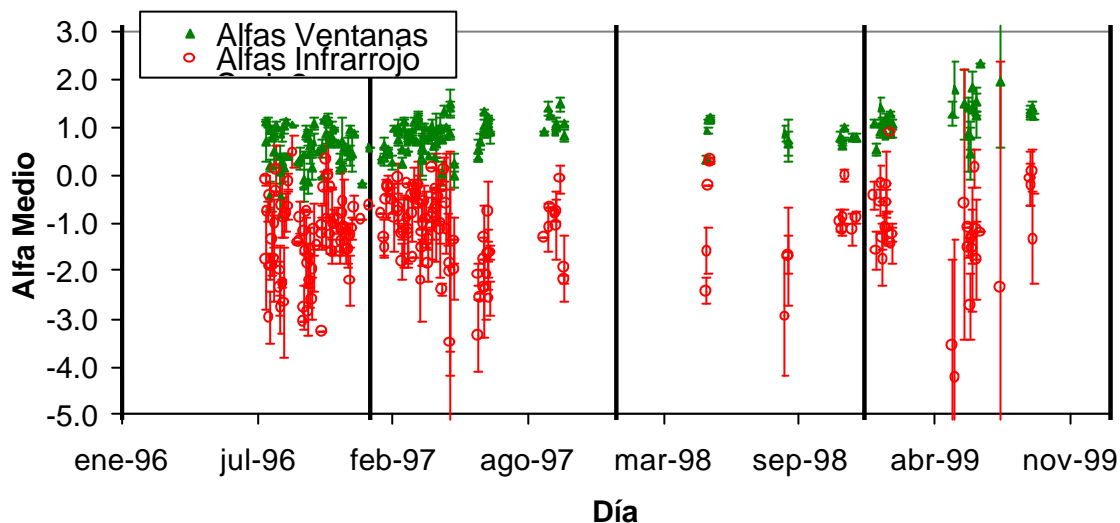


Figura V.23: Evolución de los parámetros α de Angström medios diarios y sus desviaciones, calculados en los intervalos de las ventanas (triángulos) y del IR (círculos), donde se aprecia cómo la variabilidad es mucho mayor en este último caso.

Ciertamente, el parámetro β de Angström nos da una idea de la turbiedad, ya que este parámetro es por definición el espesor óptico de aerosoles a 1000 nm. Así, la evolución que observamos en él es muy parecida a la de ese espesor (Figura V.6), con máximos en las épocas estivales y menores variaciones en los inviernos. Los máximos del parámetro α coinciden, en junio del 99, con la aparición de los valores mínimos de β , en esta evolución.

Como comprobación, representamos el parámetro β de Angström (determinado por el método de las ventanas y el del IR) en función del espesor óptico de aerosoles a 1000 nm (Figura V.24). Por definición, ambos deben ser iguales, y la diferencia entre ellos nos dará idea de lo erróneo que sería tomar por bueno el ajuste realizado, con el que hemos obtenido el valor de β . Así, vemos en la figura cómo se aleja cada ajuste de la idealidad (representada por la recta bisectriz del cuadrante, que hemos

trazado). Como era de esperar por los comportamientos observados los valores de β dados por las ventanas (visible y cercano infrarrojo) son menores mientras que su determinación en el IR es mayor, siendo esta última la que más se acerca al espesor óptico de aerosoles a los 1000 nm. Sin embargo, vemos que a pesar de todo lo está sobrevalorando. Para el ajuste en las ventanas de absorción, estamos alejándonos bastante más del valor correcto, y además lo estamos infravalorando. Hay que tener en cuenta, pues, que cuando apliquemos el ajuste realizado en el visible estamos dando valores del espesor óptico por debajo, en general, del valor correcto en 1000 nm, y por encima si utilizamos el del infrarrojo. Como vimos en un epígrafe anterior, buscando el valor del espesor óptico de aerosoles en 1000 nm cometemos menos error si utilizamos la correlación con el medido en otra longitud de onda (870 nm) que si utilizamos la parametrización de Angström.

Finalmente, aunque volveremos más adelante al estudio del error del parámetro α utilizando su capacidad de predicción en otros intervalos espectrales, si analizamos el error derivado del procedimiento de regresión en el ajuste en las ventanas y suponemos un error del 10% en el espesor óptico (bastante pesimista, según vimos en apartados anteriores) queda un error en el parámetro α de 0.046. El ajuste se realiza sobre $\ln \tau$, lo que lleva a un error en la determinación de cada punto de la regresión:

$$\Delta Y_i = \Delta \ln \tau = \frac{\Delta \tau}{\tau}$$

que provoca un error constante en cada punto. La pendiente acaba teniendo, pues, también un error constante.

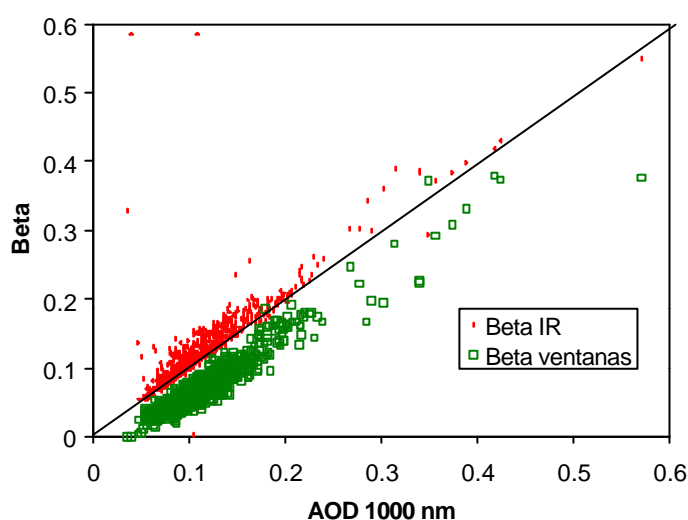


Figura V.24: Correlación entre el parámetro β de Angström y el espesor óptico de aerosoles a 1000 nm. El parámetro β de Angström se representa obtenido en las ventanas de absorción (cuadrados vacíos) y en las del IR (círculos llenos). Se representa la bisectriz para comparar con lo esperado, pues teóricamente ambas son la misma magnitud.

V.4.1. Correlaciones entre los parámetros de Angström y con el espesor óptico, para las medidas del Li-cor

Ahora vamos a estudiar las correlaciones entre los valores del parámetro α determinados en los diferentes intervalos espectrales que estamos analizando. Con ello, estaremos intentando comprobar si

la curvatura del espesor óptico de aerosoles es coherente entre distintas partes del espectro o realmente cada una se comporta de manera independiente. Para ello también es necesario analizar las posibles correlaciones entre el parámetro α y el espesor óptico a determinadas longitudes de onda. Todo ello a fin de poder conocer los comportamientos espectrales y características de los diferentes tipos de aerosoles de origen no local que vamos a encontrar, aerosoles genéricos cuyas características podremos contrastar con la bibliografía. Así, vamos a intentar representar de la forma más clara posible las distintas relaciones. En todas las figuras se mostrarán todos los datos obtenidos con las medidas del Li-Cor en el periodo 1996-1999. Observaremos que surgirán agrupaciones en las nubes de puntos que corresponderán a aerosoles de características distintas. Nuestro objetivo en este apartado es relacionar estas agrupaciones entre distintas representaciones con la característica común de corresponder al mismo tipo de aerosol, apoyándonos en las características de los tipos de aerosoles esperados en la zona de estudio [D'Almeida et al., 1991; Hess et al, 1998; Koepke et al, 1997; Levoni et al., 1997; Holben et al., 2001].

En todos los casos se van a intentar distinguir las agrupaciones de puntos que correspondan a un tipo de aerosol genérico determinado, y se marcarán con el siguiente criterio: A para los aerosoles árticos, C para los continentales, D para los desérticos y M para los marítimos. Estos últimos, para una mejor visualización, no se marcarán en las gráficas. En esta clasificación no vamos a distinguir entre marítimos polares y tropicales, por la dificultad debida al solapamiento que se produce entre sus valores característicos. Volveremos sobre esta discriminación al analizar los datos del Cimel.

V.4.1.1. Relación entre Parámetros α y espesores ópticos de aerosoles

Comenzamos este estudio relacionando los parámetros α de Angström de ultravioleta y visible con los respectivos espesores ópticos de aerosoles escogidos en estos intervalos espectrales. En la Figura V.25 mostramos en primer lugar la representación en tres dimensiones, donde el eje Z es el espesor óptico de aerosoles en 350 y 500 nm y los ejes X e Y son los parámetros α de Angström en UV y visible.

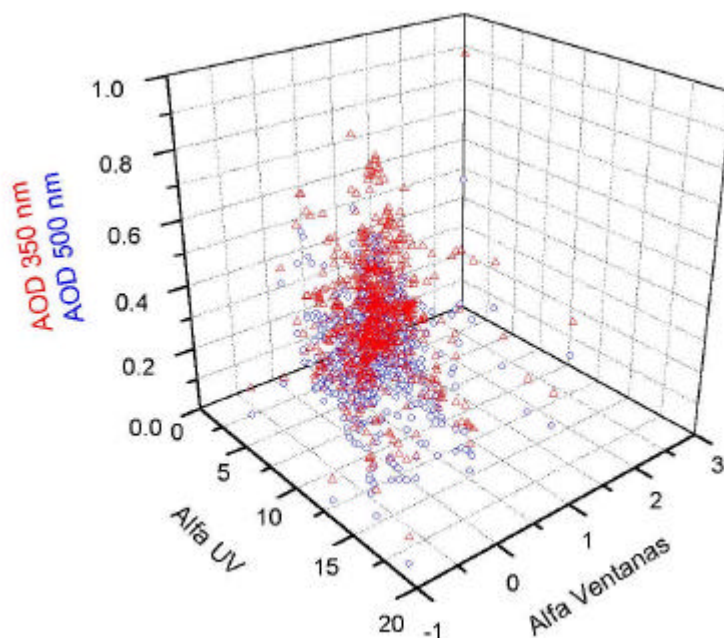


Figura V.25: Representación tridimensional de los espesores ópticos de aerosoles en 350 y 500 nm en función de los parámetros α en las ventanas de no absorción y en el intervalo UV.

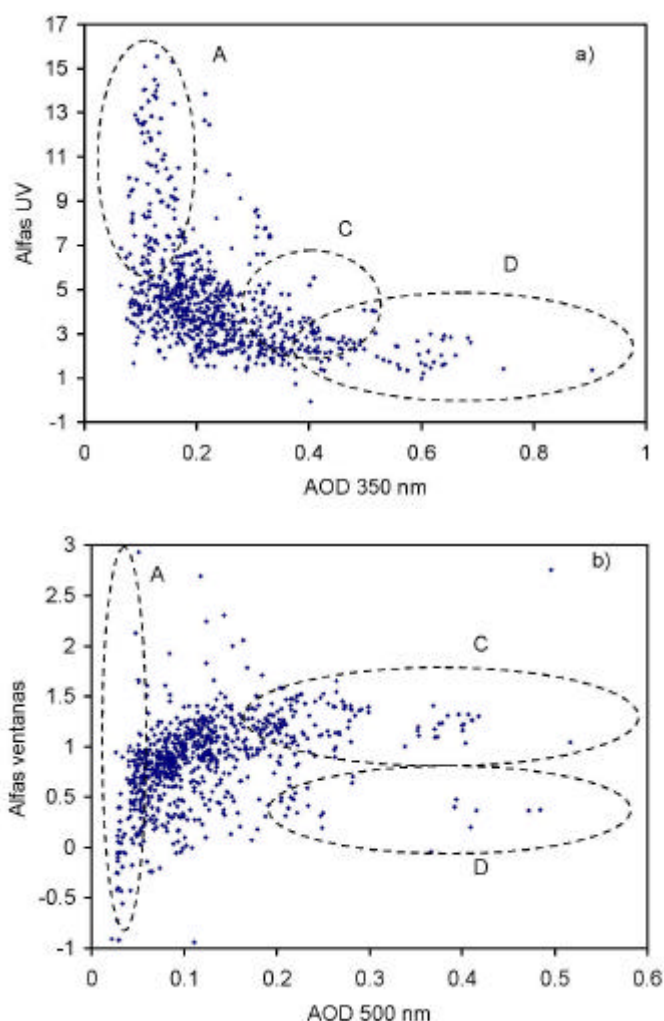


Figura V.26: Proyecciones de la figura anterior: a) Parámetro α en el UV en función del espesor óptico de aerosoles en 350 nm. b) Parámetro α en las ventanas de no absorción en función del espesor óptico de aerosoles en 500 nm.

También se muestran las proyecciones más interesantes (Figura V.26). Vamos a analizar con detalle las agrupaciones de puntos que aparecen en ellas:

- *Parámetro α en el UV en función del espesor óptico de aerosoles en 350 nm:* Aparecen las siguientes zonas:
 - A. Una zona en que los valores elevados de la pendiente del espectro de espesor óptico de aerosoles en el ultravioleta vienen acompañados de valores pequeños del espesor óptico (menores que 0.2). Podemos comprobar [Holben et al., 2001] que estos casos son típicos de aerosoles marítimos árticos, con un modo de acumulación muy predominante (pendientes muy altas), que da lugar a los valores de espesor óptico de aerosoles en 350 nm más bajos observados.
 - D. Otra en que valores altos (mayores de 0.4) de espesor óptico de aerosoles en el ultravioleta vienen acompañados de pendientes bajas (parámetro α de 1 a 3) en ese intervalo espectral. Esta tendencia es la esperada en aerosoles de tipo desértico [Prospero, 1996; Kylling et al., 1998; Meleti and Capellani, 2000; Carvalho and Henriques, 2000].

- C. Estos mismos valores se pueden asignar a los aerosoles continentales, pero es la zona C, de frontera entre los aerosoles desérticos y marítimos, la que recoge los puntos debidos al aerosol continental, los cuales son difíciles de distinguir en esta representación, habiendo acudido a combinaciones con las próximas para deducir su presencia.
- M. Finalmente, una zona en la que están la mayoría de los valores, donde espesores ópticos de aerosoles en 350 nm entre 0 y 0.4 se combinan con parámetros α en el UV de 1 a 7. En este amplio rango de valores se da la mayor concentración, correspondiendo al resto de casos, con tipos de aerosol marítimo, que es el más frecuente en la zona de estudio.
- *Parámetro α en las ventanas de no absorción en función del espesor óptico de aerosoles en 500 nm:* Aparecen las siguientes zonas:
 - A. La primera es una zona de espesores ópticos muy bajos (alrededor de 0.05), correspondiendo, como indica la figura en tres dimensiones, a los casos de aerosol ártico antes mencionados (pues los espesores más bajos en visible y en UV se dan en los mismos casos, debido a su fuerte correlación). Los parámetros α en las ventanas correspondientes son muy variables, de -0.4 a 2 , abarcando todo el rango medido. Por lo comentado en la gráfica anterior, atribuiremos estas propiedades al tipo de aerosol ártico.
 - D. Existe una zona con un menor número de casos en que el espesor óptico elevado que antes encontrábamos (entre 0.2 y 0.5 en 500 nm) concurre con unos parámetros α en las ventanas bajos, cercanos a 0 (entre 0 y 0.5). Valores tan altos del espesor unidos a pendientes tan poco pronunciadas anuncian el comportamiento típico de aerosoles desérticos [D'Almeida et al., 1991; Cachorro and Tanré, 1997].
 - C. Tenemos una serie de valores de espesor óptico muy elevado en el visible (entre 0.2 y 0.5) que corresponden a un valor del parámetro α en las ventanas superior a 1 (entre 1 y 1.5). Unas pendientes tan elevadas en el espectro de espesor óptico de aerosoles, unidas a unos valores tan altos del mismo, indican el comportamiento típico de un aerosol continental, como los que el GOA-UVA ha medido en anteriores trabajos [Vergaz, 1996; Durán, 1997; Cachorro et al., 2000a].
 - M. Finalmente, el resto de valores se agrupa en el intervalo de espesores ópticos de aerosoles en 500 nm entre 0.05 y 0.2, con parámetros α en las ventanas de entre 0.5 y 1.5. Los aerosoles de tipo marítimo, siendo los más numerosos, abarcarán igualmente este rango de valores.

Debemos hacer notar que las fronteras de estas zonas son difíciles de delimitar y que obviamente encontramos casos reales en que se produce la mezcla de estos tipos de aerosol.

Pasando a estudiar la correlación en el infrarrojo, representamos los espesores ópticos de aerosoles en 500 y 870 nm en función de los parámetros α en las ventanas de absorción y en las del IR. Nuevamente, vemos primero la gráfica en tres dimensiones (Figura V.27) y presentamos posteriormente las proyecciones que suministran mayor información (Figura V.28).

Como vemos, las dos proyecciones son prácticamente iguales, dada la buena correlación existente entre las longitudes de onda de 500 y 870 nm. Sin embargo, si jugamos con la representación en tres dimensiones y aprovechamos el análisis de las figuras anteriores para comprobar dónde aparecen las nubes de puntos que detectamos, encontramos de nuevo unas zonas características.

- *Parámetro α en las ventanas del IR en función del espesor óptico de aerosoles en 500 nm:* las zonas que se encuentran son las siguientes:
 - A. La primera zona comprende los valores más negativos del parámetro α en el infrarrojo. Estos corresponden, como vemos, a los valores más bajos del espesor óptico de aerosoles en 500 nm. Debemos deducir, por tanto, que el aerosol de tipo ártico antes detectado tiene el comportamiento espectral creciente y de más pendiente del espesor óptico de aerosoles en infrarrojo.
 - C. La zona en la que el espesor óptico de aerosoles en 500 nm es mayor de 0.2, que como vimos corresponde tanto a aerosoles desérticos como continentales, corresponde en la gráfica a los valores mayores del parámetro α en el infrarrojo. Sin embargo, en la figura en tres dimensiones podemos comprobar dónde están los valores del parámetro α en el visible que permitían distinguir entre ambos tipos. Así, los valores que en el parámetro α en las ventanas son mayores que 1 y tienen el espesor óptico de aerosoles en 500 nm mayor que 0.2 corresponden a unos valores del parámetro α en el infrarrojo entre 0 y 2, asignándolos a los aerosoles continentales.
 - D. Por otro lado, los que tienen un valor del parámetro α en las ventanas entre 0 y 1 (pero cerca de 0), y con espesor óptico de aerosoles muy elevado (mayor de 0.25), corresponden a valores del parámetro α en el IR cercanos a 0, entre -1 y 1 . Este es el que asignamos al tipo de aerosol desértico.

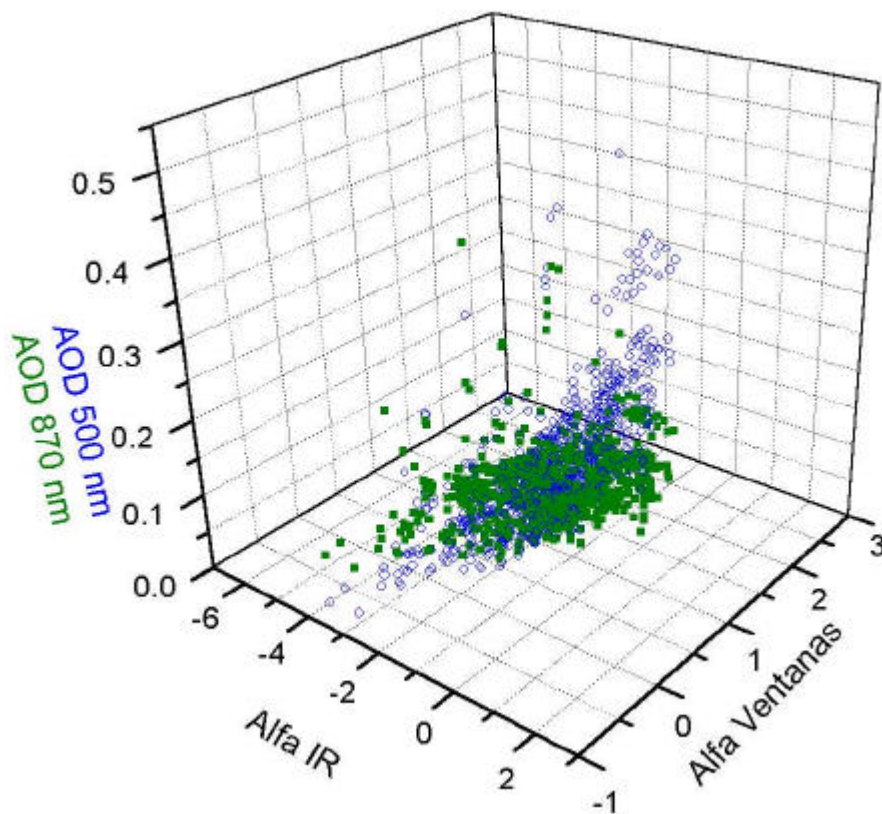


Figura V.27: Representación tridimensional de los espesores ópticos de aerosoles en 500 y 870 nm en función de los parámetros α en las ventanas de no absorción y en el intervalo IR.

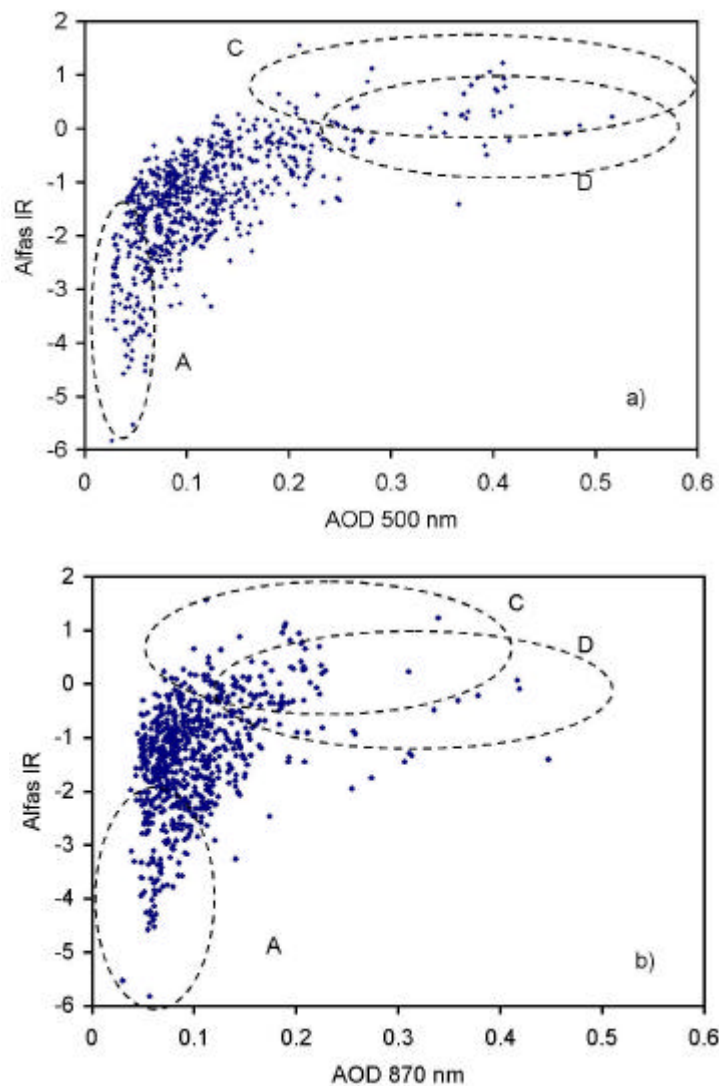


Figura V.28: Proyecciones de la figura anterior: a) Parámetro α en el IR en función del espesor óptico de aerosoles en 500 nm. b) Parámetro α en el IR en función del espesor óptico de aerosoles en 870 nm.

Como vemos, las zonas C y D se solapan bastante en esta representación, que no sería adecuada para distinguir entre estos tipos de aerosoles: desérticos y continentales. Ambos se comportan, por tanto, de forma parecida: respectivamente, con pendientes positivas o cercanas a cero (aun siendo negativas) en el infrarrojo. Ello también se aprecia en la mayoría de los espectros de espesor óptico de aerosoles medidos en zonas continentales y desérticas, de una tendencia decreciente o nula, respectivamente, en todo el rango de longitud de onda medido, y que el GOA-UVA ya analizó en anteriores trabajos [continentales en Vergaz, 1996; Durán, 1997; Cachorro et al., 2000a,b; desérticos en Cachorro and Tanré, 1997]. Podemos decir que, en general, los continentales presentan una pendiente mayor en el IR que los desérticos.

El resto de valores son ocupados por la mayoría de los puntos. Parámetros α en el infrarrojo que abarcan valores de -2 a 0 , con espesores ópticos de aerosoles en 500 nm entre 0.05 y 0.2 y en 870 nm entre 0.05 y 0.15 corresponderán, por tanto, a aerosoles de tipo marítimo.

- *Parámetro α en las ventanas del IR en función del espesor óptico de aerosoles en 870 nm:*

Los valores se agrupan de una manera parecida a la que hemos visto en la representación anterior, con una confusión mayor entre los valores correspondientes a aerosoles continentales y desérticos, por el menor rango de variación del espesor a 870 nm. El siguiente razonamiento permite distinguirlos un poco mejor: estos dos tipos de aerosoles tienen espesores ópticos en 500 nm altos, pero son mayores en promedio en los desérticos. Los valores del parámetro α en el IR son más positivos en general en los continentales. Ello implica que en 870 nm sea de esperar un valor menor de espesor óptico de aerosoles para los aerosoles continentales (el espectro sigue decreciendo en esta zona), manteniendo el intervalo de valores >0 para el parámetro α en el IR, como acabamos de encontrar. Como vemos, se detectan valores mayores del espesor óptico de aerosoles en 870 nm entre valores del parámetro α en el IR de -1 y 1, que corresponden a aerosoles desérticos.

V.4.1.2. Relación entre Parámetros α de distintos intervalos espectrales

Finalmente presentamos las relaciones entre los tres parámetros α definidos en los diferentes intervalos espectrales, relaciones que confirmarán y matizarán los comportamientos encontrados. Vemos en la Figura V.29 la representación en tres dimensiones del parámetro en los tres intervalos; se sombrearon las proyecciones que luego se muestran por separado para apreciar con detalle las zonas. Ahora podemos comprobar directamente cómo se solapan las agrupaciones anteriormente encontradas en los diferentes intervalos espectrales, lo que nos determinará definitivamente el comportamiento espectral del espesor óptico de aerosoles de cada tipo de aerosol.

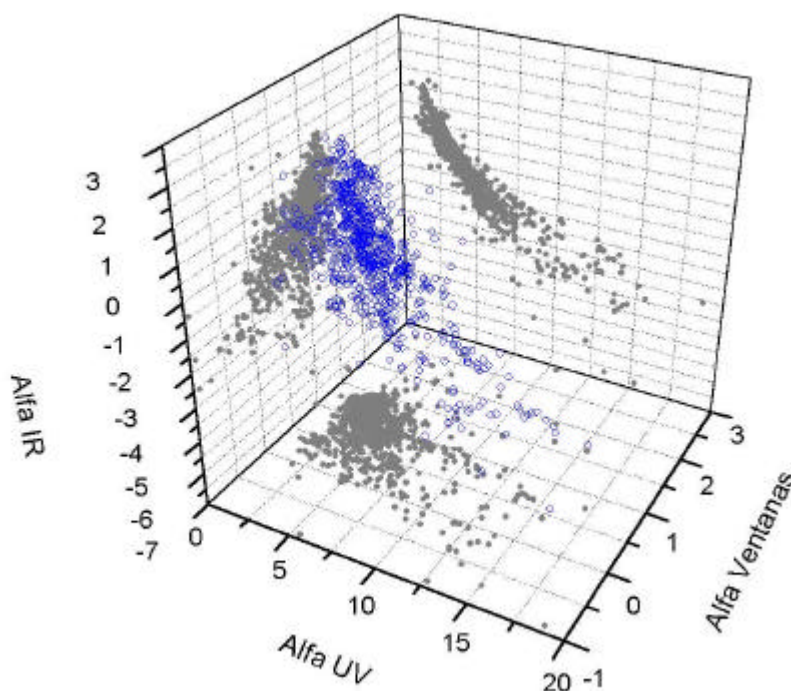


Figura V.29: Representación tridimensional de los parámetros α definidos en las ventanas de no absorción, en el intervalo IR y en el UV.

Observamos las tres zonas que hemos comentado en las relaciones anteriores en las tres proyecciones (Figura V.30). Los puntos restantes contienen las características del tipo de aerosol marítimo predominante en el área de estudio.

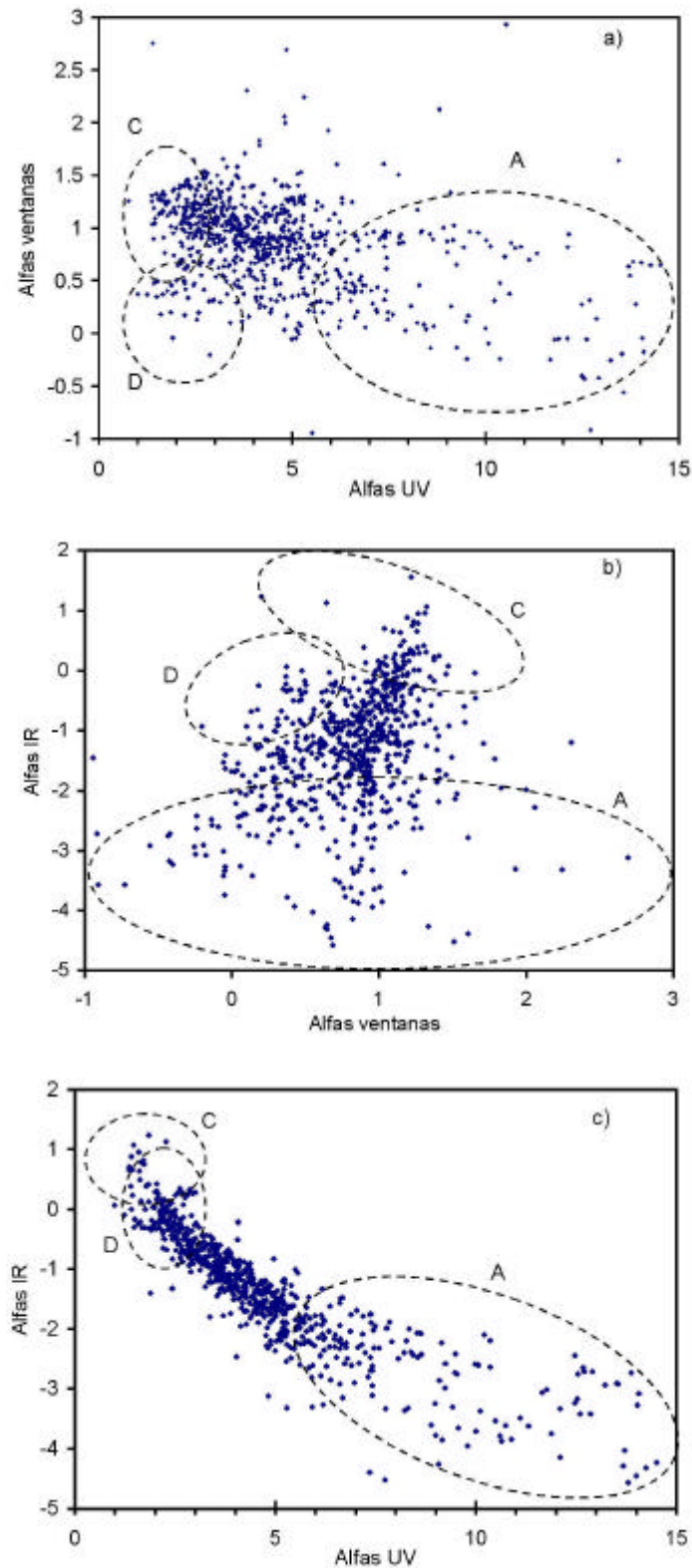


Figura V.30: Proyecciones de la figura anterior: a) Parámetro α en las ventanas de no absorción en función del definido en el UV. b) Parámetro α en el IR en función del definido en las ventanas de no absorción. c) Parámetro α definido en el IR en función del definido en el UV.

- *Parámetro α en las ventanas de no absorción en función del parámetro en el UV:*

La primera de las proyecciones muestra las tres zonas separadas principalmente por los distintos valores del parámetro α en el UV, ya que como vimos los aerosoles árticos se caracterizaban por los elevados valores de este parámetro. Ellos corresponden a un intervalo muy variable del parámetro α en las ventanas de no absorción, de -0.4 a 2 . Los aerosoles desérticos y continentales corresponden a valores bajos (de 1 a 3) del parámetro en el UV, y en este caso el de las ventanas permite distinguirlos un poco mejor. Tanto en la representación en tres dimensiones como en la proyección se aprecia que, dentro de ese intervalo, algunos puntos se agrupan en torno al valor 1 del parámetro α en las ventanas (en el eje y), y que existe otro grupo en torno al de 0 , siendo los primeros puntos característicos del aerosol de tipo continental, y los segundos del tipo desértico. La mayoría de los valores quedan fuera de estas zonas (α en las ventanas de 0 a 1.5 , en el UV de 1 a 9), correspondiendo a los aerosoles marítimos predominantes en el área, mostrando una ligera tendencia decreciente en el parámetro α en el UV a medida que aumenta el de las ventanas de no absorción. En este aerosol marítimo, aun teniendo presente la fuerte dispersión de valores, cuanto más positiva es la pendiente en el espesor óptico de aerosoles en el visible, menos pendiente existe en la parte UV del espectro.

- *Parámetro α en el IR en función del parámetro en las ventanas de no absorción:*

Teniendo en cuenta que obteníamos los aerosoles de tipo ártico como los valores más negativos en el parámetro α en el IR, la dispersión de los mismos en las ventanas de absorción aparece, de nuevo, de forma evidente, abarcando prácticamente todo el rango, desde el valor de -0.4 hasta el de 2 . La agrupación de los valores del parámetro α en las ventanas de no absorción en torno al 1 para los aerosoles continentales y en torno al 0 para los desérticos, y habiendo comprobado anteriormente la inexistencia de valores del α en el IR menores de -1 para estos últimos, permite distinguir ambos aerosoles en las zonas marcadas. Todo ello confirma nuevamente que apenas hay casos de aerosol desértico que tengan un parámetro α en las ventanas de no absorción que sea negativo, pues como vemos prácticamente toda la zona B posee valores positivos de dicho parámetro. Los episodios en que dicho parámetro apareció negativo, unidos a valores muy negativos del α en el IR y muy altos del α en el UV, y a espesores ópticos muy pequeños, se atribuyen, por tanto, a aerosoles árticos. El resto de valores (α en IR de -2 a 0 , en las ventanas de 0 a 1.5) corresponde al tipo de aerosol marítimo predominante.

- *Parámetro α en el IR en función del parámetro α en el UV:*

La proyección entre los parámetros α en los intervalos extremos muestra una tendencia muy clara y poco (o nada, que nos conste) estudiada en la bibliografía. En nuestro área de estudio, debemos concluir que el espectro de espesor óptico de aerosoles se comporta de forma que cuanto más decreciente sea en el ultravioleta, más creciente es en el infrarrojo. Ambos casos extremos (valores de α en el UV mayores que 6 y en el IR entre -1 y -5) corresponden a aerosoles árticos, por lo que estas dos ventanas permiten distinguir muy bien este tipo de aerosoles. Los demás tipos muestran las mismas tendencias generales (cuanto más pendiente en el espesor óptico de aerosoles en el UV, más negativa es la del IR; cuanto más plano es el espectro de espesor óptico de aerosoles en el intervalo UV, más lo es en el IR, llegando a ser creciente con la longitud de onda). Solamente los análisis de intervalos anteriores en los parámetros α en el IR permiten distinguir entre aerosoles desérticos y continentales, pero ambos continúan la tendencia de esta representación, curvándola un tanto los aerosoles continentales.

Finalmente, mostramos una tabla resumen (Tabla V.7) de las características encontradas para todos los tipos de aerosol vistos. Las zonas encontradas en cada gráfica están aquí resumidas. Como vemos, se puede deducir de ella que la combinación de espesor óptico de aerosoles y de parámetro α en el ultravioleta o en el infrarrojo permite encontrar inequívocamente el tipo de aerosol ártico. Los aerosoles continentales y desérticos se distinguen bien atendiendo a una representación de parámetro α en las ventanas de absorción en función de espesor óptico de aerosoles en 500 nm, y atendiendo al parámetro α en el IR para despejar posibles dudas. Los intervalos de los aerosoles marítimos no son necesariamente excluyentes para otros tipos de aerosol, superponiéndose a algunos de ellos, como hemos visto en las figuras, pero han quedado acotados en este estudio.

	AOD 350 nm	AOD 500 nm	α_{UV}	$\alpha_{Ventanas}$	α_{IR}
Árticos	Los más bajos observados	Muy bajos Alrededor de 0.05	Altos: >6 y muy variable (hasta 20)	Muy variable -0.4 a 2	Los más negativos (de -1 a -5)
Continentales	Altos: >0.4	Variable: >0.2 y <0.4	Bajos: 1 a 3	>1 (cerca de 1)	>0 (Entre 0 y 2)
Desérticos	Altos: >0.4	>0.25	Bajos: 1 a 3	Entre 0 y 1 (cerca de 0)	Entre -1 y 1 (cerca de 0)
Marítimos	0.05 a 0.4	0.05 a 0.2	1 a 9	0 a 1.5	-2 a 0

Tabla V.7: Intervalos de valores de espesores ópticos y parámetros α de Angström correspondientes a cada tipo de aerosol encontrado en las anteriores representaciones.

V.4.1.3. Extrapolación de comportamientos en diferentes intervalos espectrales

Estudiemos a continuación la capacidad de predicción que nos permiten los ajustes de Angström en ciertos intervalos espectrales. La idea que subyace aquí es aprovechar nuestras medidas de alta resolución espectral para comprobar qué longitudes de onda nos pueden bastar para deducir los parámetros ópticos y físicos de los aerosoles: si encontramos alguna buena correlación entre los espesores ópticos de aerosoles en unas longitudes de onda y los que se obtienen por extrapolación a través de los α y β de Angström calculados en otros intervalos espectrales distintos, bastará calcular estos parámetros en esos intervalos para obtener el comportamiento espectral en un rango mayor.

Para comprobar la capacidad de predicción, vamos a calcular la desviación entre el espesor óptico de aerosoles experimental que hemos medido con el Li-Cor en una longitud de onda con respecto al calculado por extrapolación con los parámetros de Angström en un intervalo distinto. Por ejemplo, cuando calculamos un valor de los parámetros de Angström en los intervalos de las ventanas de no absorción y lo extrapolamos a las ventanas del infrarrojo, calculamos la desviación cuadrática media de las diferencias entre los valores del espesor experimental en esas ventanas con respecto a los calculados en la extrapolación.

En la Figura V.31 se muestran los promedios de dichas desviaciones. Puede apreciarse cómo la desviación total es menor en el infrarrojo en todos los casos, y que, ello aparte, en cada intervalo está funcionando adecuadamente cada uno de los ajustes, porque la mejor predicción sobre cada intervalo la da el ajuste realizado en él mismo.

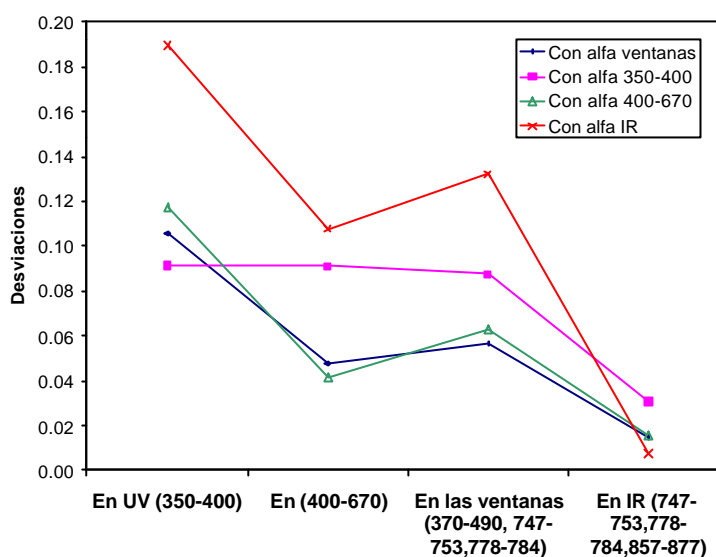


Figura V.31: Resumen de las desviaciones cuadráticas totales entre el espesor óptico de aerosoles obtenido por medio de los diferentes parámetros de Angström y los obtenidos experimentalmente, en los diversos intervalos espectrales.

Sin atender a valores absolutos, podemos comprobar los siguientes puntos:

- El ajuste en las ventanas de no absorción es el que menos error comete, en promedio, al extrapolarlo a otros intervalos espectrales. En las inmediaciones (en las ventanas del infrarrojo y en el visible entre 400 y 670 nm) funciona bastante bien, perdiendo rendimiento en el UV. Sin embargo, la diferencia entre el ajuste del UV y el de las ventanas es bastante menor en el ultravioleta que en el visible. Es decir, es mejor extrapolar el ajuste de las ventanas al UV que viceversa.
- Los ajustes en las ventanas de no absorción y en el intervalo 400-670 son prácticamente equivalentes, con diferencias muy pequeñas. Solamente el mejor comportamiento promedio en el conjunto de todos los intervalos (por ejemplo, en el ultravioleta es mejor extrapolación) nos hace decantarnos por el ajuste en las ventanas de no-absorción, como el que utilizaremos a la hora de practicar las inversiones del próximo capítulo, ya que es el que representa *menos mal* el comportamiento espectral completo del espesor óptico de aerosoles.
- El ajuste en el infrarrojo es el menos extrapolable de todos, disparándose las diferencias entre sus extrapolaciones y el espesor óptico de aerosoles medido en los demás intervalos espectrales.
- El ajuste en el ultravioleta es tan bueno en su intervalo espectral como en las ventanas y en el visible. Ello se debe a que en el intervalo 350-400 nm el espesor óptico tiene una variabilidad espectral mayor (por la estructura espectral de la irradiancia solar y sus líneas de absorción en este intervalo), mientras que la dependencia con la longitud de onda en el visible es más suave, con lo que las diferencias son más constantes.

La conclusión es que en lo posible debe disgregarse cada intervalo para garantizar unos ajustes mejores. La idea global del espectro se extraería de los resultados de los tres intervalos por separado: UV, visible, IR. Si tenemos que decantarnos por uno sólo lo haremos por el ajuste de las ventanas de no absorción, por la menor desviación en promedio en todos los intervalos espectrales entre él y el espesor óptico de aerosoles experimental.

V.4.2. Análisis de parámetros de Angström para el Cimel

En este apartado vamos a comprobar la continuidad por el Cimel de los valores que antes encontrábamos para los parámetros de Angström en el Li-Cor. En el caso del Cimel de El Arenosillo, como ya se ha dicho, sólo disponemos de cuatro longitudes de onda: 440, 670, 870 y 1020 nm. Los parámetros de Angström que podemos obtener se refieren a ellas, calculando el parámetro entre cada par de valores próximos en longitud de onda.

Observamos la evolución de los parámetros α durante todo el periodo de medida del Cimel #48 en la Figura V.32. Podemos comprobar, pese a la corta duración de dicho periodo, que volvemos a tener una variabilidad muy alta, abarcando valores de 0 a 6 en el intervalo visible, de -7 a 1.5 en 670-870 nm y de -1 a 6 en el de 870-1020 nm. No se aprecia ninguna evolución en particular en el visible, aunque hay algunos periodos que duran algunos días (véase el principio de marzo, por ejemplo) en que se produce una concentración significativa de un tipo de valor (por ejemplo, α pequeños en el visible, coincidiendo con conjuntos de valores positivos concentrados cerca de 0 para el resto de intervalos).

En el intervalo 870-1020 nm parece existir un incremento de la variabilidad cuando se va acercando el verano. Por otro lado, notamos cómo parece ocurrir que en los momentos en que hay valores más elevados del parámetro en 440-670 nm, aparecen las caídas más negativas en el intervalo 670-870 nm, estando estos dos parámetros claramente anticorrelacionados. Esto significa que las tendencias entre ambos intervalos espectrales son contrarias. Por este motivo, pierde sentido en El Arenosillo la idea de conseguir un parámetro α obtenido con el ajuste de los espesores ópticos de aerosoles de las tres longitudes de onda de 440, 670 y 870 nm, ya corroborado por el análisis anterior de las medidas del Li-Cor. No obstante, un estudio de la climatología de los aerosoles en la red AERONET [Holben et al., 2001], de reciente difusión, ha tomado este rango 440-870 para el ajuste de la determinación del parámetro α .

En cuanto a los histogramas, podemos observar en la Figura V.33 los valores típicos y cómo se distribuyen. Observamos cómo de nuevo los valores se distribuyen de diferente forma si se refieren a diferentes intervalos espectrales. Así:

- En el visible 440-670 nm, obtenemos de nuevo una distribución cercana a la normal, con un valor central de aproximadamente 1.6, y siendo un poco más poblada el ala izquierda de la distribución. Los valores son claramente más altos, en general, a los obtenidos con los ajustes de las ventanas en el caso del Li-Cor: son también positivos, pero llegan hasta un valor de 6.
- En el intervalo 670-870 nm tenemos unas características similares al ajuste en el intervalo infrarrojo que ya estudiamos con el Li-Cor. Una distribución asimétrica, con un pico en las categorías entre 0 y 0.5 (más del 50% de valores incluidos en ese intervalo) pero con muchos valores negativos y muy pocos por encima de dicho valor.
- En el intervalo infrarrojo de 870-1020 nm tenemos una distribución muy estrecha, con prácticamente un 80% de valores entre 0.5 y 1.5 pocos valores por encima de 1 o por debajo de 0. Dado que con el Li-Cor no llegábamos a longitudes de onda tan altas, este parámetro no es fácilmente comparable con los que obtuvimos en las medidas anteriores.
- Las distribuciones de los parámetros α que involucran al espesor de 440 nm con el infrarrojo (y a su vez con 670 nm) son muy parecidas entre sí, y a su vez muy parecidas a la distribución del parámetro en el visible, con lo que no aportan mucha más información. Además, por lo ya comentado, parece realmente que su determinación tiene ya poco sentido.

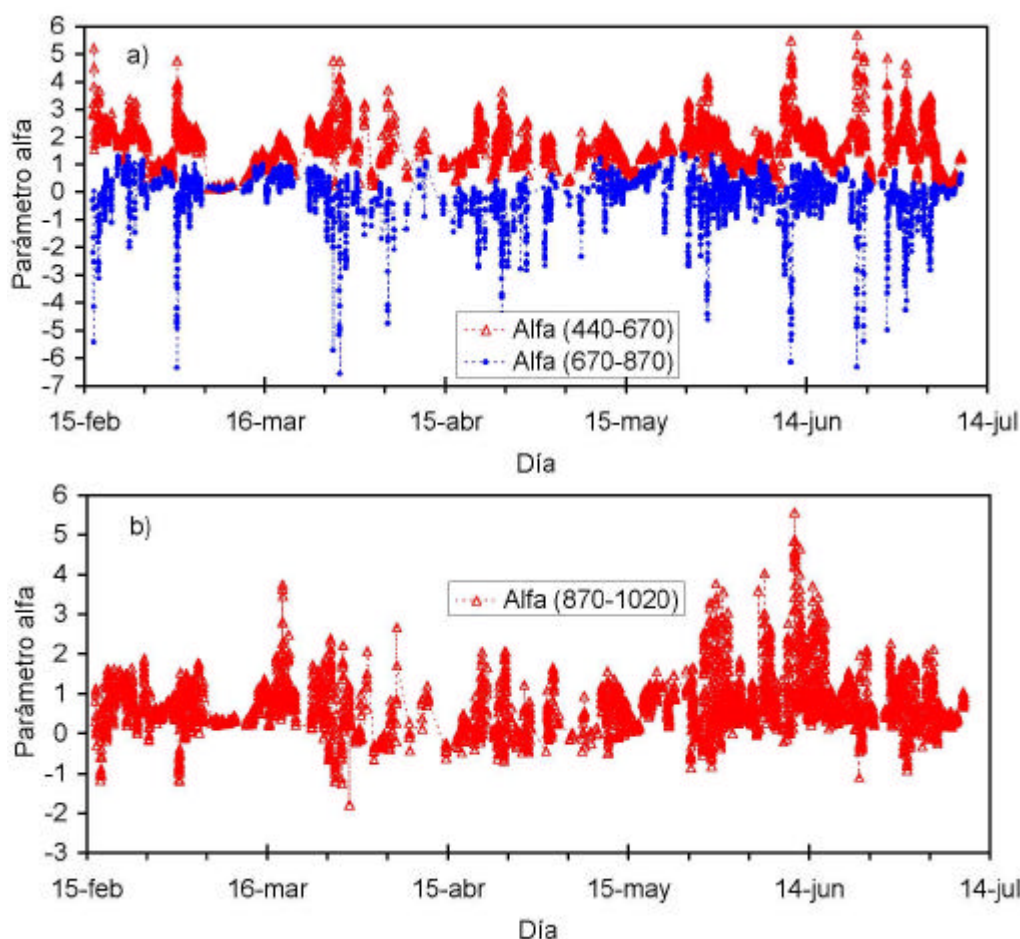


Figura V.32: Evoluciones de los parámetros α de Angström obtenidos con el Cimel #48 en El Arenosillo durante su periodo de medida (16 de febrero a 9 de julio). a) Parámetros obtenidos en los pares (440-670) y (670-870) nm. b) Parámetros en el par (870-1020).

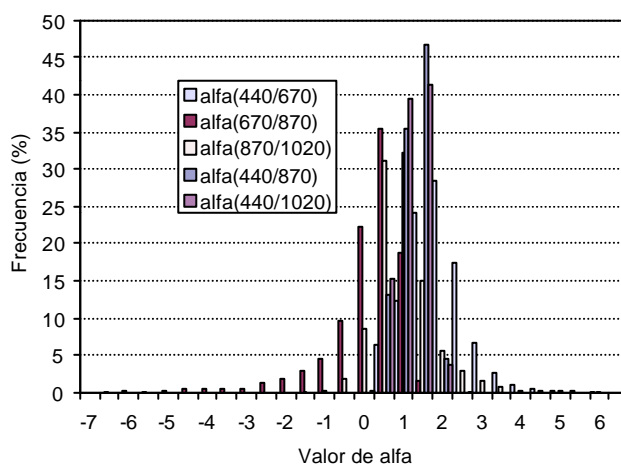


Figura V.33: Histograma de frecuencias relativas (%) de los parámetros α de Angström obtenidos con el Cimel #48 en El Arenosillo durante su periodo de medida (16 de febrero a 9 de julio). Los diversos parámetros están calculados con los pares de AOD en las longitudes de onda de 440 y 670 nm (diagonal 45°), 670 a 870 nm (rellena), 870 a 1020 nm (punteado), 440 a 870 nm (diagonal 135°) y 440 a 1020 nm (rayado horizontal).

En resumen, se obtienen tendencias muy similares a las que se daban en los ajustes que hacíamos con las medidas del Li-Cor utilizando la mayor información espectral, siendo más altos los valores

máximos encontrados en el par de longitudes del visible que los determinados en los ajustes en las ventanas o en el intervalo (400-670 nm). Debemos resaltar este alto porcentaje de valores de α por encima de 2 para el par 440-670 nm, así como unos valores muy altos, con un máximo de 5.7. Estos valores, raramente encontrados en la bibliografía y en nuestra experiencia de medidas, pueden parecer en principio erróneos; sin embargo, no podemos descartarlos en la situación actual. Nuevas medidas, así como estos datos analizados con un nuevo procedimiento de calibración que estamos realizando nos mostraran en un futuro próximo la realidad de esta situación. En principio el acortar el rango espectral supone en general valores más extremos del parámetro α , aunque esto es absolutamente dependiente del rango espectral donde estemos y del tipo de aerosol, tal como estamos aquí mostrando.

En el infrarrojo, parece que el ajuste con las dos longitudes de onda de 670 y 870 nm arroja resultados más similares a los que se obtenían utilizando las ventanas escogidas para los datos del Li-Cor en este intervalo espectral, resaltando el carácter negativo en ambos casos.

En la siguiente tabla (Tabla V.8) se han detallado las características de estas distribuciones. Se pueden comprobar de nuevo las diferencias entre estos valores y la medida que obtuvimos con nuestros datos espectrales del Li-Cor: la media de los ajustes en el intervalo 400-670 nm allí fue de 0.67 y fue negativa en el intervalo infrarrojo. Ahora encontramos dispersiones grandes, con tendencias similares, si bien los valores en el par del visible son más altos con el Cimel que con el Licor, mientras que en el par del infrarrojo alcanzamos valores menos extremos que los obtenidos con el Li-Cor en las ventanas del correspondiente intervalo.

	α 440 – 670	α 670 – 870	α 870 – 1020	α 440 – 870	α 440 – 1020
Media	1,64	-0,15	0,71	0,96	0,91
Desviación	0,76	0,95	0,71	0,37	0,37
Máximo	5,70	1,37	5,56	1,86	2,03
Mínimo	0,09	-6,56	-1,79	0,02	-0,07
Varianza	0,58	0,90	0,50	0,14	0,14

Tabla V.8: Estadística de los valores de los parámetros de Angström obtenidos con el Cimel #48 en El Arenosillo.

Comprobemos ahora las diferentes correlaciones, y con ello si al utilizar medidas fotométricas en lugar de espectrales estamos sufriendo alguna pérdida de información.

Como recordatorio, exponemos en una figura en tres dimensiones (Figura V.34) las correlaciones entre los distintos espesores ópticos en 440, 670 y 870 nm (cuyas proyecciones se mostraron en los apartados anteriores), donde se aprecian las relaciones lineales existentes, pero incluyendo algunos casos en que se añade una cierta dispersión por debajo de ellas, para espesores ópticos de aerosoles menores de 0.4 en 440 y 670 nm y de 0.3 en 870 nm. Esta dispersión va a lograr ser explicada en el estudio que hacemos a continuación.

Este estudio trata (de modo análogo a como hicimos con las medidas del Li-Cor) de obtener las relaciones entre los distintos parámetros α de Angström y entre ellos y el espesor óptico de aerosoles, con el fin de encontrar agrupaciones cuya característica común sea provocada por el mismo tipo de aerosol. Vamos a hacer el análisis tridimensional de las relaciones para encontrar por medio de estos diagramas de dispersión las agrupaciones mencionadas. Sin embargo, cuando representemos proyecciones, vamos a representar superpuestos los valores obtenidos a lo largo del periodo 1996-1999 con el Li-Cor. Para poder compararlos con los datos del Cimel, en este caso estos valores serán los espesores ópticos de aerosoles medidos por el Li-Cor en las mismas longitudes de onda (únicamente la resolución espectral, ligeramente menor en el caso del Li-Cor, será la diferencia entre ambos tipos de medidas), así como los parámetros α de Angström calculados utilizando esos datos (es decir,

empleando el Li-Cor como si fuera un Cimel de resolución 6.2 nm en vez de los 10 nm propios de éste). Quede claro, pues, que la representación se hace no con los valores del Li-Cor presentados en el apartado anterior, sino con los calculados utilizando las medidas del Li-Cor en las mismas longitudes de onda que el Cimel.

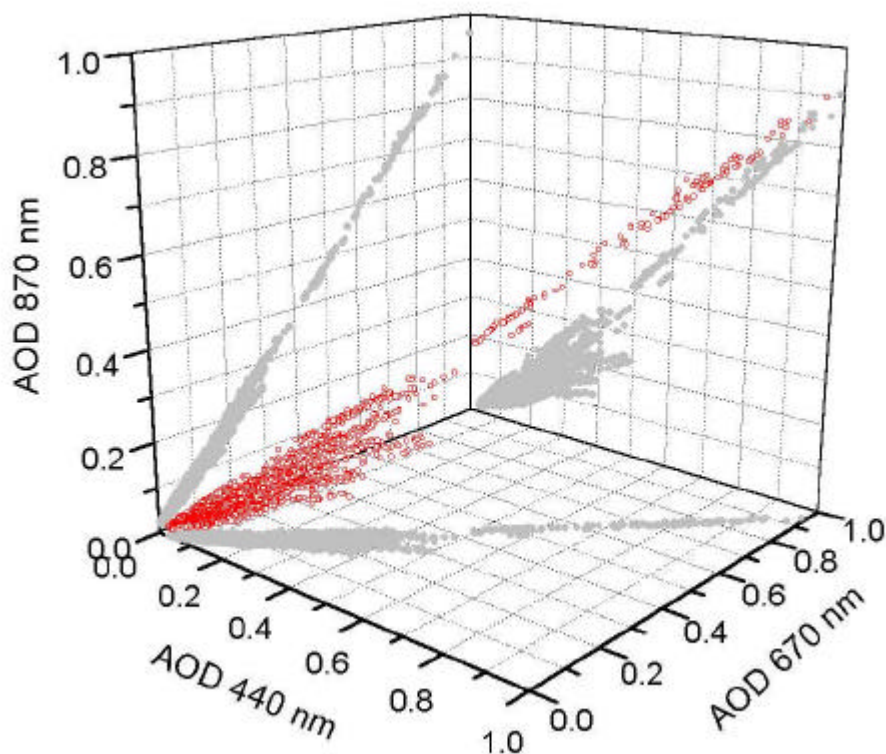


Figura V.34: Representación tridimensional de los espesores ópticos de aerosoles en 440, 670 y 870 nm obtenidos con el Cimel #48 en el periodo de medida 16 de febrero – 9 de julio de 2000.

V.4.2.1. Relación entre Parámetros α y espesores ópticos de aerosoles

Comenzamos este estudio relacionando los parámetros α de Angström en los pares 440-670 nm y 670-870 nm con el espesor óptico de aerosoles en las longitudes de onda de 440 y 670 nm. Como en el caso del Li-Cor, vemos en la Figura V.35 la representación en tres dimensiones, para posteriormente comprobar las diferentes proyecciones en la Figura V.36. En estas proyecciones se han añadido los valores obtenidos con las medidas del Li-Cor (cuadrados rojos) en el periodo 1996-1999.

En estas figuras se comprueba la existencia de tres zonas análogas a las que encontramos en el caso del Li-Cor, y que hemos nombrado de la misma manera, a fin de relacionar su comportamiento con los vistos entonces. Para empezar, detectamos fácilmente, tanto en la figura en tres dimensiones como en las proyecciones, la agrupación de puntos (en una columna estrecha) que se produce con los valores extremadamente altos de espesor óptico de aerosoles detectados durante un episodio producido en este periodo a principios de marzo, como vimos en la evolución temporal. Este episodio, sobre el que volveremos en el capítulo VIII, es típico de aerosoles desérticos, aunque este fue especialmente intenso (por tanto, bastante inusual), y nos sirve para identificar sus características fácilmente. Análogamente, los casos de espesor óptico de aerosoles más pequeños corresponden a aerosoles árticos. Un tanto más complejo es el caso de los aerosoles continentales.

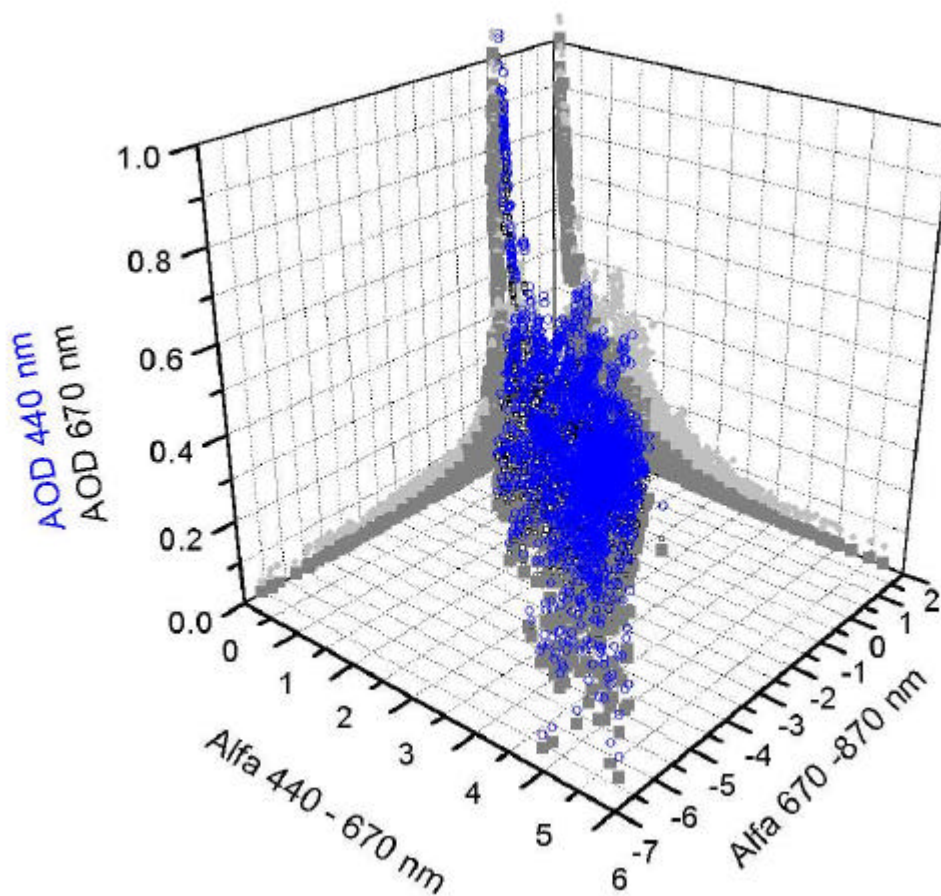


Figura V.35: Representación tridimensional de los espesores ópticos de aerosoles en 440 y 670 nm en función de los parámetros α en los pares de longitudes de onda 440-670 nm y 670-870 nm.

- *Parámetro a en el par 440-670 nm en función del espesor óptico de aerosoles en 440 nm:* las zonas que se encuentran en la figura V.36a) son las siguientes:
 - A. La primera es una zona de espesores ópticos de aerosoles muy pequeños en 440 nm (menores de 0.1), correspondiendo a parámetros α en el par 440-670 muy altos (de 2 a 6, los mayores medidos). Estos valores extremadamente altos podrían parecer en principio erróneos, pero en el momento actual no se pueden descartar. Así pues valores de α muy altos unidas a espesores muy bajos denotan el comportamiento del aerosol ártico.
 - B. Se obtienen una serie de puntos que rompen la tendencia, prácticamente exponencial, del resto de la representación. Nuevamente estos puntos cumplen que tienen parámetro α en el visible alto comparado con los que se obtienen en la tendencia normal. Tener espesores ópticos en 440 nm entre 0.15 y 0.3 con α en el visible entre 1 y 2.5 corresponde a un aerosol de tipo continental (más pendiente en el visible, como vimos, se encuentra en los aerosoles continentales, como comprobamos en [Vergaz, 1996; Durán, 1997; Cachorro et al., 2000a]).
 - C. Finalmente existen unos puntos de espesor óptico de aerosoles muy elevado (mayor que 0.5 en 440 nm) que corresponden a valores del parámetro α en el visible muy cercanos a 0. Los valores tan elevados de espesor óptico combinados con pequeños α indican los tipos de aerosol desértico que ya conocemos.

M. El resto de puntos se concentra en la tendencia decreciente en el espesor óptico de aerosoles a 440 nm entre 0.05 y 0.2 y de α en el par 440-670 nm de 0.5 a 3. Estando la mayoría de los puntos contenidos en este intervalo, hemos de caracterizarlos como debidos a aerosoles marítimos.

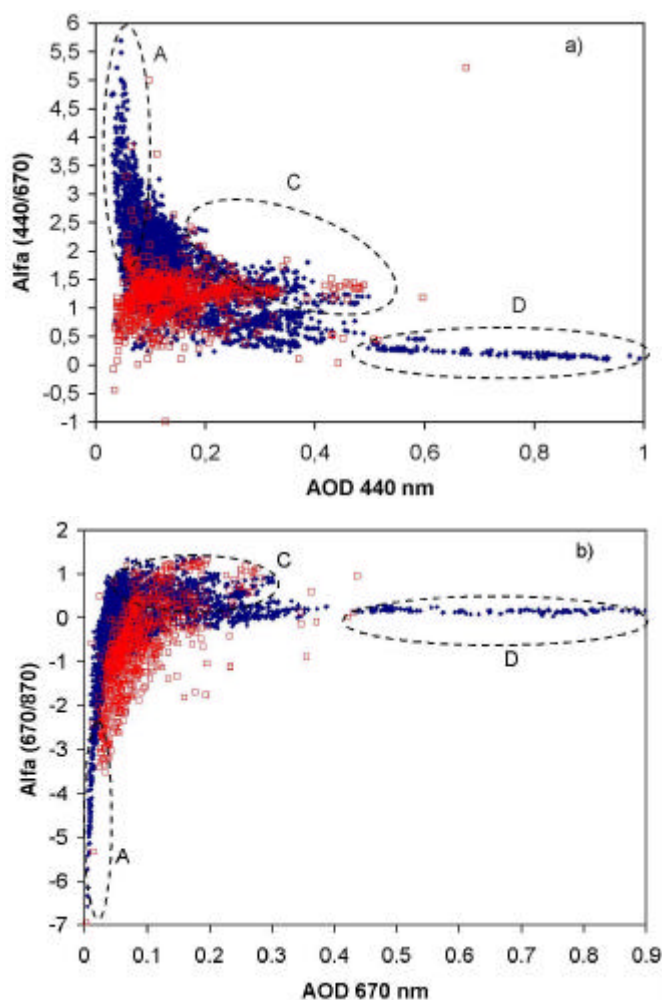


Figura V.36: Proyecciones de la figura anterior: a) Parámetro α en 440-670 nm en función del espesor óptico de aerosoles en 440 nm. b) Parámetro α en 670-870 nm en función del espesor óptico de aerosoles en 670 nm. Se superponen (cuadrados) los valores del Li-Cor del periodo 1996-1999 calculados de la misma manera.

En cuanto a los puntos mostrados del Li-Cor, comprobamos que al utilizar las mismas longitudes de onda que el Cimel se obtienen unos α muy parecidos en los valores bajos, pero el Li-Cor no alcanza los valores tan altos como los que se obtienen con el Cimel. En principio los valores del Licor parecen más acordes con la bibliografía, aunque como se está mostrando a lo largo de este análisis, muchos de los supuestos establecidos no son totalmente afortunados. La figura para el Li-Cor parece sólo ligeramente distinta de la del Cimel. Sin embargo, ambas muestran que los aerosoles continentales y desérticos son fácilmente reconocibles con las medidas de los dos instrumentos, no así los árticos.

Este intervalo espectral es el que más se diferencia entre ambos instrumentos, pues como vamos a ver, los demás casos tienen diferencias menores. Analizada la figura equivalente a ésta pero frente al espesor óptico de aerosoles en 670 nm (no mostrada) obtenemos la misma información, con la particularidad de que los puntos de Cimel y Li-Cor están en mejor acuerdo, con una menor diferencia entre ellos.

- *Parámetro α en el par 670-870 nm en función del espesor óptico de aerosoles en 670 nm:* Se encuentran las zonas análogas a las estudiadas en la figura V.36b). Simplemente delimitamos sus valores. Un análisis de este tipo es muy novedoso. La longitud de onda de 870 nm está sujeta a la interferencia del vapor de agua del continuo, de difícil cuantificación y sujeta a una gran incertidumbre, por lo que puede generar una gran variación al calcular α para valores tan bajos del espesor óptico.
- A. La primera es la zona de espesores ópticos bajos (menores de 0.05 en 670 nm) y de parámetro α en 670-870 nm más negativos (de -2.5 a -7), correspondiendo a los aerosoles árticos. El que aparezcan estos valores tan extremos no debe parecerse raro, por lo ya comentado.
- C. La segunda es la zona de aerosol continental, que sólo se aprecia girando la figura tridimensional, pues en esta proyección se solapa con los valores marítimos, dentro de la tendencia creciente de la figura. La zona marcada es el resultado de comprobar mediante giros dónde cae la zona B de la figura anterior. Los valores de espesor óptico de aerosoles en 670 nm son de 0.15 a 0.3, y de 0.5 a 1.5 los del parámetro α en 670-870 nm. Podemos decir que son los valores positivos y más altos.
- D. La zona de aerosol desértico contiene los valores mayores del espesor óptico de aerosoles en 670 nm, por encima de 0.4, con α en el par 670-870 nm positivo y cercano a 0.

Los valores restantes, menores de 0.05 en el espesor óptico a 670 nm y de -2 a 0.5 en el parámetro α en 670-870 nm, corresponden a la mayoría de los puntos, de origen marítimo.

Los valores del Li-Cor tienen una tendencia muy similar a los del Cimel, pero no llegan a ser tan negativos en el parámetro α en el par 670-870 nm.

Si representamos el mismo parámetro en función del espesor óptico de aerosoles en 870 nm, tenemos las mismas tendencias y zonas, aunque los límites de las mismas en el espesor óptico bajan un tanto (por ejemplo, la zona continental baja y su intervalo es de 0.025 a 0.25).

Finalmente, la representación tridimensional que mostramos es la del espesor óptico de aerosoles en 1020 y 870 nm en función de los parámetros α en los pares de longitudes de onda de 670-870 nm y de 870-1020 nm (Figura V.37). Se muestran, para mayor claridad, las proyecciones sobre los diedros correspondientes en la misma gráfica. La información que podemos extraer es análoga a la obtenida con la representación del espesor óptico en 670 nm. Una representación del mismo en función del parámetro α en 870-1020 nm, por ejemplo, nos daría una vista totalmente equivalente a la trazada en función de α en el par 670-870 nm.

La proyección en la que nos centramos es la del parámetro α en el par 870-1020 nm en función del espesor óptico de aerosoles a 870 nm (Figura V.38). Dada la buena correlación entre el espesor óptico de aerosoles a 870 nm y a 1020 nm, la otra correlación posible es muy similar.

Como vemos, vuelven a distinguirse tres zonas:

- A. Los valores más pequeños del espesor óptico de aerosoles en 870 nm, con un valor del parámetro α en el par 870-1020 nm de -1 a 6 , abarcando todo el rango de valores medidos, corresponden a los casos de aerosol ártico, al ser los menores valores correspondientes en espesor óptico de 670 nm y los valores más negativos en el parámetro α en el par 670-870 nm: utilizando la figura tridimensional se comprueba su correspondencia con la zona A de la figura anterior. Los valores tan altos de α ya se comentaron anteriormente.

- B. La zona continental se descubre también utilizando proyecciones en la figura tridimensional, observándose unos valores sobresalientes dentro de la tendencia general, con α en 870-1020 entre 0.5 y 3 y valores medios del espesor óptico de aerosoles en 870 nm.

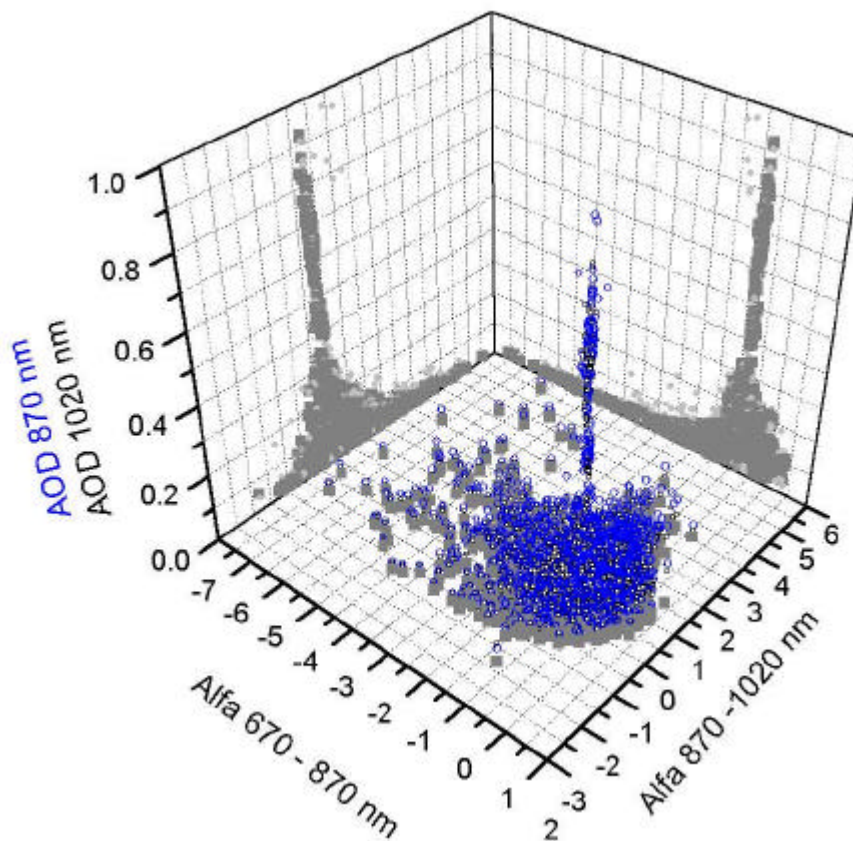


Figura V.37: Representación tridimensional de los espesores ópticos de aerosoles en 870 y 1020 nm en función de los parámetros α en los pares de longitudes de onda 670-870 nm y 870-1020 nm.

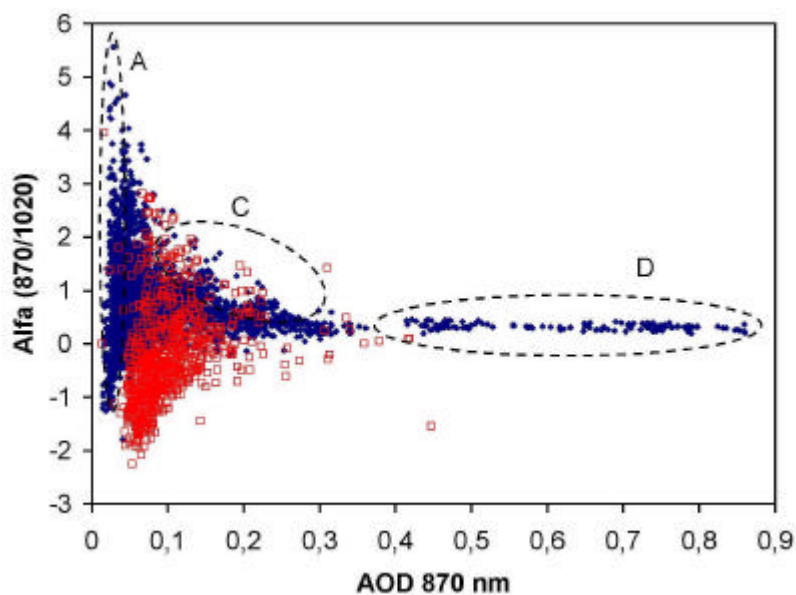


Figura V.38: Proyección de la figura anterior, del parámetro α en 870-1020 nm en función del espesor óptico de aerosoles en 870 nm. Se superponen (cuadrados) los valores del Li-Cor del periodo 1996-1999 calculados de la misma manera.

- C. Los aerosoles desérticos, nuevamente, tienen la tendencia más evidente en forma de espesores ópticos de aerosoles altos (los de 870 nm son superiores a 0.4) y de valores del parámetro α en el par 870-1020 muy cercanos a 0.
- M. Los aerosoles marítimos son mayoritarios y ocupan un intervalo cada vez más estrecho a medida que crece el espesor óptico de aerosoles a 870 nm, estando éste entre 0 y 0.05 y estando entre 0 y 3 en el α del par 870-1020 nm.

Los valores del Li-Cor son muy similares en cuanto a tendencia pero están un poco desplazados respecto a la figura del Cimel. Así, sus valores son más bajos en general: los aerosoles desérticos tienen un parámetro α en el par 870-1020 nm entre 0 y 0.5, y los árticos están contenidos en el intervalo (-0.3, 0.). Los valores de aerosol continental son muy parecidos a los del Cimel.

V.4.2.2. Relación entre Parámetros α definidos en distintos pares de longitudes de onda

Estudiamos ahora la relación entre los tres parámetros α definidos en los distintos pares de longitudes de onda. Hacemos la representación tridimensional (Figura V.39), así como las tres proyecciones (Figura V.40), en las que nuevamente incluimos los puntos obtenidos utilizando las longitudes específicas en la medida del Li-Cor. Para obtener las zonas de un tipo de aerosol específico que aparecen a continuación se han empleado en conjunto todas las representaciones vistas hasta ahora. En algún caso, si no se utiliza el espesor óptico de aerosoles no se puede distinguir algún tipo de aerosol; en especial, el que más confusión causa en esta representación es el desértico, dada la proximidad a cero de sus valores en el parámetro α definido en los tres pares de longitudes de onda.

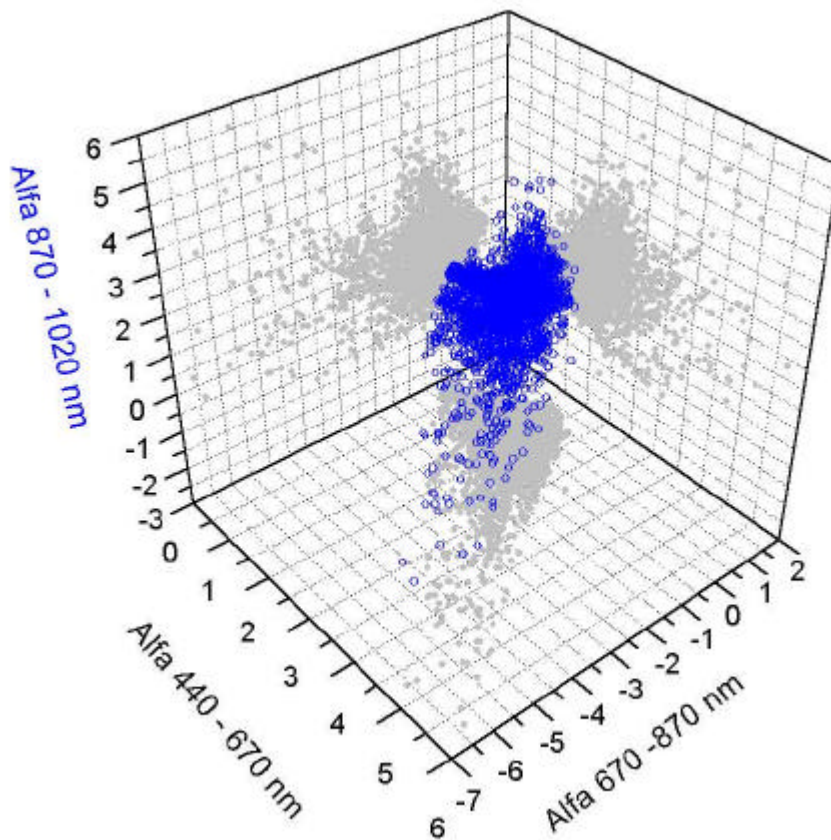


Figura V.39: Representación tridimensional de los parámetros α de Angström definidos en los tres pares de longitudes de onda: 440-670 nm, 670-870 nm y 870-1020 nm.

En general, para obtener las agrupaciones de cada tipo de aerosol basta conseguir las intersecciones de las zonas que hemos encontrado en las representaciones anteriores. Sin embargo, como veremos, al igual que en el Li-Cor, la combinación entre distintos parámetros α se presta a una mayor confusión, y es la utilización conjunta con el espesor óptico de aerosoles la que logra despejar dudas.

- *Parámetro α en el par 440-670 nm en función del obtenido en el par 670 -870 nm:*

Estudiando la primera de las proyecciones descubrimos una tendencia general en que los valores se agrupan en un triángulo, dispuesto de modo que un vértice se apoya sobre el punto (0,0). Este vértice está inequívocamente relacionado con el aerosol desértico, en el que las pendientes encontradas eran las menores (zona C). En otro vértice de este triángulo se encuentran valores del parámetro α del par 440-670 nm entre 1 y 2.5, y positivos en el par 670-870 nm. Estos corresponden claramente al aerosol continental, si repasamos las anteriores representaciones. Finalmente, el triángulo se extiende mucho en el otro vértice a valores altos del parámetro α en el par de 440-670 nm unidos a valores cada vez más negativos del definido en el par 670-870 nm, que corresponden a aerosoles árticos. La parte central de este triángulo es la que contiene el mayor número de puntos, así como las características propias del aerosol marítimo.

Por su parte, los valores obtenidos con el Li-Cor forman ya no un triángulo sino un trapecio, existiendo los dos primeros vértices descritos (con valores menores del α en 440-670 para aerosol continental). Los aerosoles árticos se centran en una franja de valores de 1 a 2.5 en el parámetro α de 440-670 y de -1 a -4 en el definido en el par 670-870 nm. Son menores, por tanto, las variaciones.

- *Parámetro α en el par 670-870 nm en función del obtenido en el par 870-1020 nm:*

Comprobamos ahora en esta proyección cómo la dispersión de los valores más negativos del parámetro α de 670-870 nm es muy grande en el parámetro α de 870-1020 nm, abarcando prácticamente todo el rango. Estos valores, siguiendo las anteriores conclusiones, son provocados por los aerosoles de tipo ártico. Según ascendemos por la gráfica a valores menos negativos y hasta positivos del primero de los parámetros, el segundo también va concentrándose en torno al valor de 0, con lo que los tipos de aerosol continental y desértico aparecen mucho más confusos en esta representación. Las zonas han sido marcadas atendiendo a las deducciones logradas conjuntamente con el espesor óptico de aerosoles en diversas longitudes de onda. En especial, proyectar la columna de puntos que generaban los aerosoles desérticos sobre el entorno de (0,0) de esta gráfica, al colocar como eje Z sobre ella el espesor óptico de aerosoles en 670 nm (ver Figura V.39) ha permitido obtener la correspondiente zona C.

En cuanto al Li-Cor, los valores correspondientemente calculados generan una nube de puntos en la que aparecen más claramente los aerosoles de tipo continental, coincidiendo en valores positivos de ambos parámetros. La tendencia es ligeramente distinta, con valores más agrupados en (0.5, 3) para el parámetro α de 870-1020 nm. Éste es en general más negativo, lo cual indica espesores ópticos de aerosoles más altos en 1020 nm, lo que puede ser debido a que el Li-Cor no incorpora corrección alguna de temperatura, revelando el efecto de ésta en las medidas.

- *Parámetro α en el par 440-670 nm en función del obtenido en el par 870-1020 nm:*

Comprobamos en esta representación que de nuevo se tiene una agrupación general de valores en ángulo. El vértice se apoya de nuevo sobre el (0,0), con lo que hablamos de aerosol desértico. El aerosol ártico ocupa todo el rango del parámetro α de 870-1020 nm, por la extensión de los valores más altos del definido en el intervalo visible. Finalmente, el continental se solapa claramente con el de tipo marítimo, aunque la zona marcada se descubre utilizando otras proyecciones.

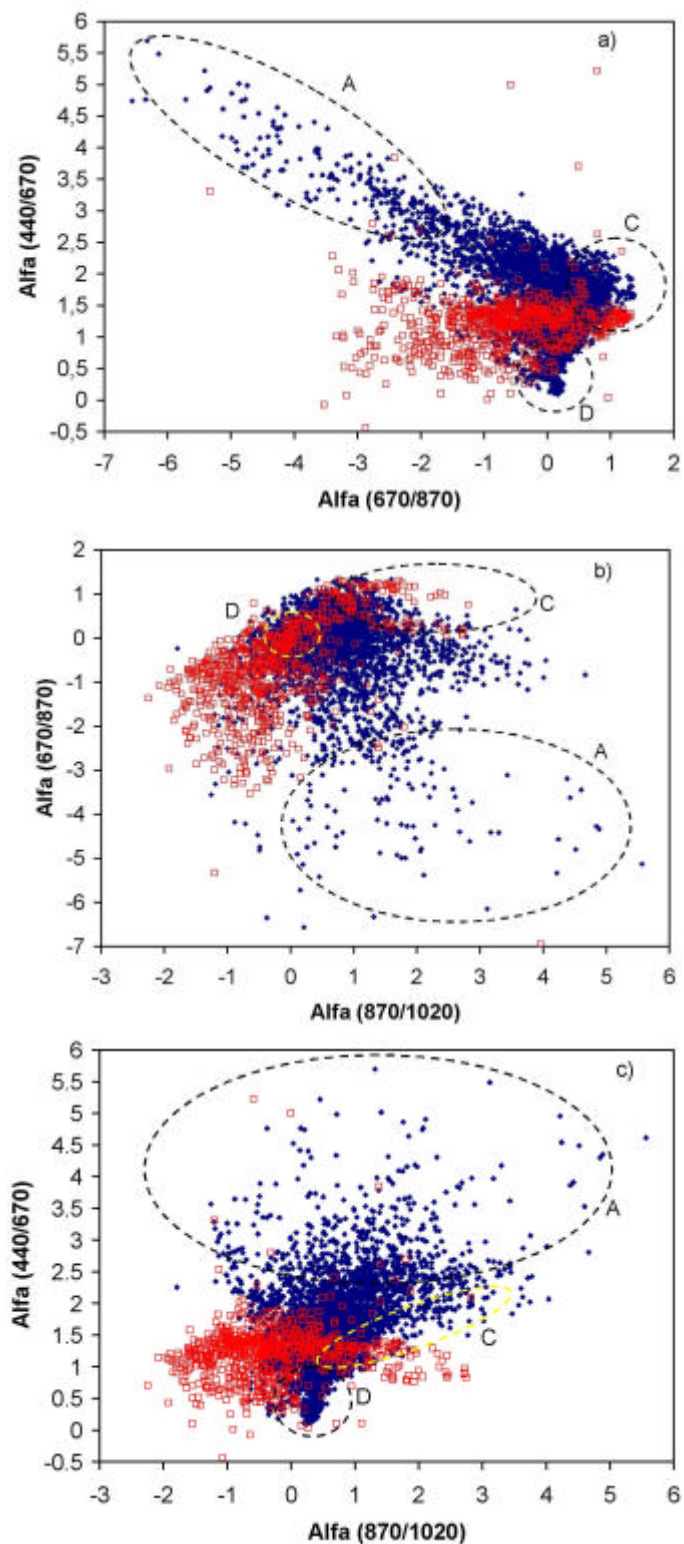


Figura V.40: Las tres proyecciones de la figura anterior: a) parámetro α en 440-670 nm en función del definido en 670-870 nm. b) Parámetro α en 670-870 nm en función del definido en 870-1020 nm. c) Parámetro α en 440-670 nm en función del definido en 870-1020 nm. Se superponen (cuadrados) los valores del Li-Cor del periodo 1996-1999 calculados de la misma manera.

El conjunto de valores obtenidos con el Li-Cor muestra los puntos para el aerosol desértico agrupados en un entorno de valores algo menores de 0 del parámetro definido en 870-1020 nm y una dispersión mucho menor en general. El aerosol continental aparece más claramente en valores positivos del parámetro definido en el infrarrojo y existen valores más negativos que en el caso del Cimel para este parámetro, correspondiendo al tipo de aerosol marítimo.

Resumimos en la Tabla V.9, como hicimos con el Li-Cor, los intervalos obtenidos para el caso de las medidas del Cimel que caracterizan a cada tipo de aerosol en nuestra zona de estudio. Observamos en general que los espesores ópticos más bajos y los parámetros α de Angström más positivos en 440-670 nm y más negativos en 670-870 nm caracterizan al aerosol ártico. También, que para distinguir aerosol continental y desértico del resto basta atender a los valores mayores del espesor óptico de aerosoles, y para distinguir entre ambos basta centrarse en los parámetros α de visible y de 670-870 nm, siendo los más cercanos a 0 los correspondientes a aerosoles desérticos.

	AOD 440 nm	AOD 670 nm	AOD 870 nm	$\alpha_{440-670}$	$\alpha_{670-870}$	$\alpha_{870-1020}$
Árticos	<0.1	<0.05	<0.05	2 a 6	-2.5 a -7	-1 a 6
Continental	0.2 a 0.5	0.15 a 0.3	0	1 a 2.5	0.5 a 1.5	0.5 a 3
Desérticos	>0.5	>0.4	>0.4	0 a 0.5	Cerca de 0	Cerca de 0
Marítimos (TyP)	0.05 a 0.2	0 a 0.05	0 a 0.05	0.5 a 3	-2 a 0.5	0 a 3

Tabla V.9: Intervalos característicos de espesores ópticos y parámetros α de Angström para cada tipo de aerosol.

Finalmente, adelantamos que cuando se estudian con detalle los ejemplos más claros de aerosol marítimo polar y tropical encontrados en este periodo para el Cimel #48, se detecta que la mejor forma de separar ambos tipos es utilizar una combinación entre el parámetro α definido en 670-870 nm y el definido en 870-1020 nm, puesto que el aerosol tropical tiene valores cercanos a 0 del primero de ellos y entre 0 y 1.5 en el segundo, mientras el polar se extiende por los rangos completos.

V.5. CASOS TÍPICOS DE ESPESOR ÓPTICO DE AEROSOLES

En este apartado vamos a estudiar y analizar con detalle una serie de casos concretos de cada tipo de aerosol detectado a través de las anteriores representaciones. Al escribir esta parte nos planteamos si este análisis particularizado de espectros hubiera debido hacerse antes o después de las correlaciones entre espesores ópticos y parámetros de turbiedad, y decidimos finalmente situarlo aquí. En este punto queremos hacer una aclaración muy importante en la búsqueda de estos casos, así como de las características espectrales de cada tipo de aerosol. Como hemos visto, nos hemos apoyado en la bibliografía, pero a la hora de analizar las diferentes agrupaciones de puntos en las relaciones mostradas ya teníamos en mente las características espectrales que, a través de la experiencia en este tipo de medidas por parte del GOA-UVA, hemos ido encontrando. Es decir, que es difícil aislar este análisis del anterior, por lo que hay que tener presentes simultáneamente ambos.

Así, las tendencias decrecientes en el espectro de espesor óptico de aerosoles eran típicas de los aerosoles continentales que medimos en zonas con ese carácter (en Valladolid, véase por ejemplo [Vergaz, 1996, Durán, 1997, Cachorro et al., 2000b]). Los aerosoles marítimos nos derivaban a comportamientos espectrales diferentes en intervalos distintos, unidos a menores espesores ópticos [Cachorro et al., 2000c, 2001]. Los episodios de aerosol desértico eran ya familiares en trabajos anteriores, como [Cachorro, 1997; Cachorro and Tanré, 1997], con sus comportamientos espectrales muy planos y sus mayores espesores ópticos. En definitiva, esta experiencia fue aplicada a la hora de clasificar los posibles orígenes de las distintas agrupaciones de puntos.

Hemos buscado, en nuestra base de datos obtenida con las medidas del Li-Cor 1800 y del Cimel #48, una serie de casos representativos de los comportamientos que definen a cada tipo de aerosol. Salvo en el caso del aerosol marítimo, que hemos visto siempre con una gran variabilidad, los que se presentan a continuación pueden servir de guía a futuras mediciones espectrales en zonas análogas a la estudiada como representativos de un tipo de aerosol determinado.

Para el caso del Li-Cor, hemos intentado obtener los ejemplos de entre las medidas del año 1999, dado que, como veremos en el capítulo VII, podemos averiguar en ese caso las procedencias de las respectivas masas de aire presentes en el momento de la medida. En dicho capítulo utilizaremos en lo posible los mismos casos, de modo que se conviertan en ejemplos autoconsistentes entre diferentes estudios, el presente capítulo dedicado a características espectrales, aquél a su relación con las procedencias de las masas de aire. Sin embargo, el menor número de medidas y de días de medida restringe nuestra búsqueda, de modo que, por ejemplo, no hemos medido durante el año 1999 ningún caso de aerosol sahariano con el Li-Cor, y hemos tenido que recurrir a un caso de un año anterior, aunque no podremos realizar la correlación con sus masas de aire. No obstante, el exhaustivo estudio de episodios de este tipo de aerosoles en el capítulo VIII nos permitirá la adecuada caracterización de los mismos.

Como veremos en el capítulo VII, los casos que presentamos a continuación están bastante libres de mezcla, de modo que el aerosol presente en la columna atmosférica medida es prácticamente de un solo tipo, lo que permite detectar sus características básicas. Estas se pueden ir comprobando en las tablas que hemos obtenido anteriormente atendiendo a los comportamientos espectrales y agrupaciones de los mismos.

V.5.1. Casos obtenidos con las medidas del Li-Cor

V.5.1.1. Caso 1: aerosol de tipo ártico

Empezamos por un caso correspondiente a las medidas llevadas a cabo el día **10 de febrero de 1999**. De los espectros medidos ese día, hemos escogido el medido **a las 11:01 GMT**, cuya masa óptica es de 1.81. En este caso, representamos en la Figura V.41 el espesor óptico al que se llega eliminando la contribución del *scattering* de Rayleigh y de ozono, quedando remanentes las absorciones del oxígeno y del vapor de agua. Se aprecian así los intervalos espectrales de no absorción, tanto los utilizados en el ajuste de las ventanas como los del resto del infrarrojo. Se muestran asimismo los ajustes obtenidos en los diferentes intervalos (UV, Visible, Infrarrojo y el denominado de las ventanas). En este caso se han extendido a todo el espectro para comprobar la validez de su extrapolación a intervalos espectrales distintos de donde fueron ajustados.

Observamos (Figura V.41) cómo se producen las características que denotan el comportamiento puro de aerosol ártico: los espesores ópticos de aerosoles son muy bajos, el de 500 nm es de 0.06, y el

de 350 nm también es bajo entre los habituales, es de 0.14. Unidos a estos espesores ópticos de aerosoles tan bajos, los parámetros α de Angström en cada intervalo espectral también corresponden al comportamiento ártico. El parámetro α del ultravioleta es alto, de 6.02, con lo que tenemos una pendiente muy pronunciada y decreciente en este intervalo espectral. En el visible, dentro de la gran variabilidad propia de este tipo de aerosol, tenemos un valor en este caso de 0.80, cercano al promedio del rango. Los α en el infrarrojo son los más negativos en este tipo de aerosol. En este caso se tiene un valor del α de infrarrojo de -1.92, lo cual está también dentro del rango de valores obtenidos para aerosol ártico. Como vemos, las características que distinguen a este aerosol frente a otros son:

- Los espesores ópticos de aerosoles más bajos en todo el rango espectral de medida.
- Tendencias muy decrecientes en el intervalo espectral del UV del espectro de espesor óptico de aerosoles.
- Tendencias muy crecientes en el infrarrojo, es decir, con valores muy negativos de α .

Intervalo	Parámetro α	Desviación
Ventanas	0.80	0.04
350-400 nm	6.02	0.06
400-670 nm	0.72	0.03
Infrarrojo	-1.92	0.01

Tabla V.10: Características de los ajustes para el caso de aerosol ártico mostrado.

Podemos comprobar también el comportamiento de los ajustes obtenidos en la gráfica. Los cuatro ajustes son buenos. Los ajustes en ventanas de no-absorción y visible son muy parecidos. En la Tabla V.10 se ha recogido también la desviación estándar promedio de los ajustes respecto a los espesores ópticos de aerosoles experimentales. Debe tomarse como referencia para comparar el funcionamiento relativo de los ajustes para otros tipos de aerosol. Sin embargo, entre distintos ajustes en este espectro, por ejemplo, se observa que el que tiene un ajuste en promedio más erróneo es el del UV (este intervalo es espectralmente más complejo). El de menor error es el del infrarrojo, pero también es el que menos puntos contiene.

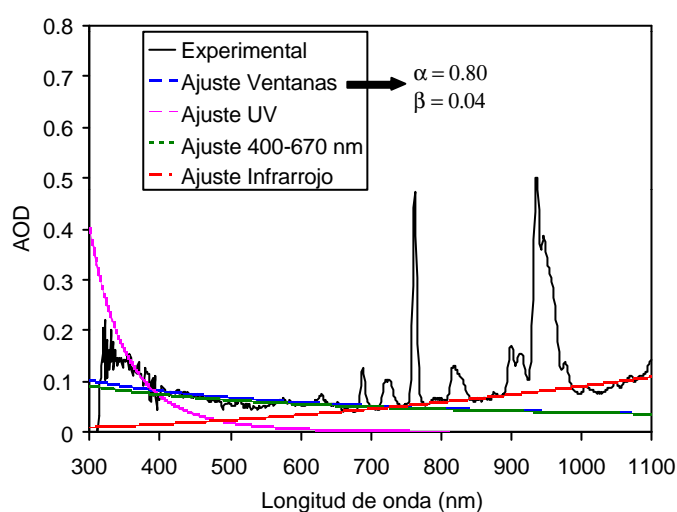


Figura V.41: Espesor óptico sin las contribuciones de Rayleigh y ozono y ajustes respectivos del AOD en el caso de aerosol ártico: 10 de febrero de 1999, 11:01 GMT, masa de 1.81.

En cuanto a los comportamientos extrapolados fuera de los intervalos de ajuste, dada la muy diferente pendiente del espesor óptico de aerosoles en cada intervalo espectral, este tipo de aerosol se revela como el menos adecuado para intentar estas extrapolaciones. De este modo, el ajuste en el UV únicamente responde bien en su intervalo de ajuste, pero por su elevada pendiente queda muy lejos en las extrapolaciones en el visible. Los ajustes en el visible y en las ventanas no presentan una buena extrapolación a toda la zona del infrarrojo, por encima de 800 nm, debido a la curvatura creciente y bastante pronunciada, típica de los aerosoles árticos. Sin embargo, la extrapolación no es del todo insatisfactoria, porque en este tipo de aerosoles el espesor óptico es bastante bajo.

V.5.1.2. Caso 2: aerosol de tipo continental

Este caso se produjo el día **2 de febrero de 1999**. De entre los espectros medidos en dicho día, hemos escogido el tomado **a las 12:01 GMT**, cuya masa óptica es de 1.73. Volvemos a representar en la Figura V.42 el espesor óptico al que se llega eliminando la contribución del *scattering* de Rayleigh y del ozono. En este caso observamos que el espesor óptico de aerosoles es mucho más alto, estando sin embargo por debajo del promedio de los que hemos detectado del tipo continental. Los valores son de 0.27 en 350 nm y de 0.14 en 500 nm.

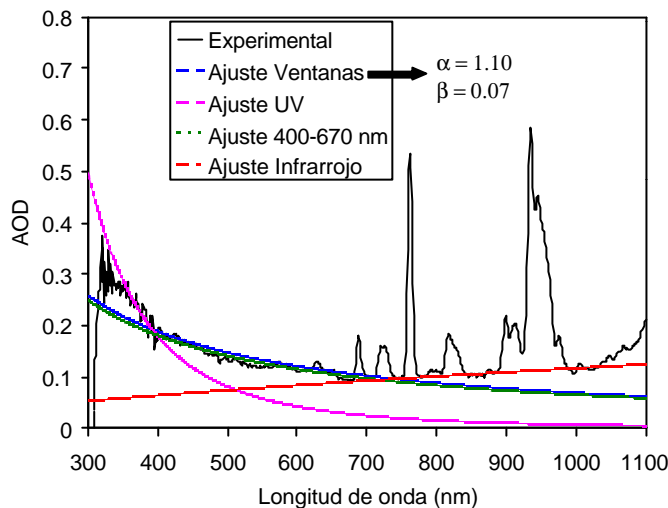


Figura V.42: Espesor óptico sin las contribuciones de Rayleigh y ozono y ajustes respectivos del AOD en el caso de aerosol continental: 2 de febrero de 1999, 12:01 GMT, masa de 1.73.

Siendo un caso de aerosol continental con espesor óptico bajo, las características espectrales son bastante cercanas a las esperadas: las pendientes del espectro del espesor óptico de aerosoles no son elevadas, estando en todo caso el parámetro α del UV en 2.33 (los casos continentales se producían predominantemente entre 1 y 3), y con un valor en el visible cercano a 1 (de 1.10 en este caso), parecido a los que eran medidos por el GOA-UVA en una estación continental [Vergaz, 1996; Durán, 1997; Cachorro et al., 2000b]. El comportamiento en el IR está por debajo del promedio y del intervalo que dimos anteriormente para este tipo de aerosoles, pues es negativo, pero el valor del parámetro α del IR está lo suficientemente cerca de 0 (-0.66) como para comprobar que sigue un comportamiento espectral bastante plano. En general, los aerosoles continentales presentan un comportamiento más decreciente en el espectro de espesor óptico de aerosoles en todo el intervalo de medida, pero el hecho de que el espesor sea bajo en este caso particular hace que sea menos decreciente de lo habitual en el IR. El poder utilizar este ejemplo en el capítulo VII para comprobar la procedencia de la masa de aire (comprobación que nos restringe a los datos del año 1999, más reducidos en cuanto a diversidad) nos

lleva a presentarlo, pese a estar en el límite inferior de alguno de los rangos demarcados para este tipo de aerosol.

Las principales características que se aprecian son las determinantes de un aerosol continental: espesores ópticos relativamente altos (en 500 nm entre 0.2 y 0.4) en todo el intervalo espectral, y tendencia decreciente en el espectro de espesor óptico de aerosoles en el intervalo de ultravioleta y visible, y menos decreciente o plana en el infrarrojo.

Intervalo	Parámetro α	Desviación
Ventanas	1.10	0.06
350-400 nm	2.33	0.09
400-670 nm	0.93	0.14
Infrarrojo	-0.66	0.01

Tabla V.11: Características de los ajustes para el caso de aerosol continental mostrado.

Los ajustes de cada intervalo en este caso son también buenos. En lo referente a la extrapolación a otros intervalos espectrales, se repite el comportamiento del caso de aerosoles árticos, aunque en el caso de espesores continentales la estimación del espesor óptico de aerosoles es mejor, porque la curvatura creciente que se observaba en el IR es ahora decreciente en general.

V.5.1.3.Caso 3: aerosol de tipo sahariano

Dado que durante 1999 no se ha medido ningún caso de aerosol sahariano, hemos tenido que recurrir para dar un ejemplo a uno típico observado durante un episodio tal producido el día **3 de septiembre de 1996**. El espectro se midió a las **10:21 GMT** y la masa óptica en el momento de la medida era de 1.33. En la Figura V.43 y en la Tabla V.12 se siguen los criterios anteriores de representación.

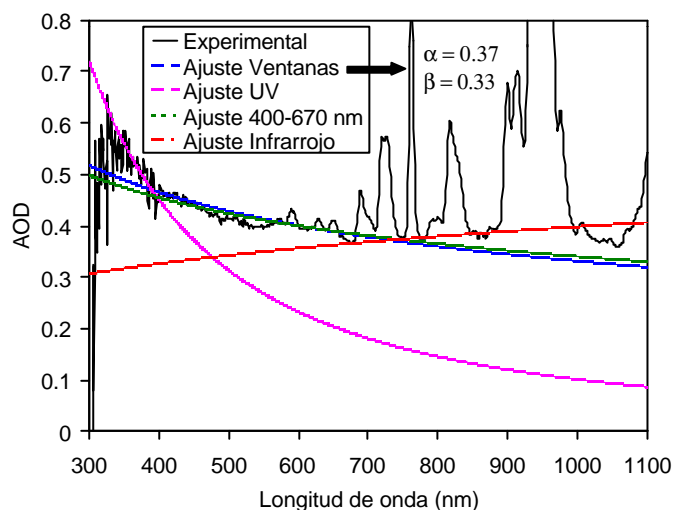


Figura V.43: Espesor óptico sin las contribuciones de Rayleigh y ozono y ajustes respectivos del AOD en el caso de aerosol sahariano: 3 de septiembre de 1996, 10:21 GMT, masa de 1.33.

Observamos cómo el espesor óptico de aerosoles es claramente mayor que los anteriores, siendo de 0.56 en los 350 nm y de 0.42 en los 500 nm. Los aerosoles desérticos provocan una turbiedad muy alta. De hecho, en nuestras medidas este tipo de aerosol lo hemos clasificado con espesores ópticos

mayores que 0.4 en 350 nm y que 0.25 en 500 nm, siendo elevados en todo el rango espectral de medida.

La dependencia espectral típica de los aerosoles desérticos [Cachorro and Tanré, 1997] aparece en este ejemplo: el espectro de espesor óptico de aerosoles es fundamentalmente plano, con parámetros α cercanos a 0 en todos los intervalos espectrales. En el área de estudio, esta es también, junto con el valor elevado del espesor óptico, la característica predominante. En este caso el parámetro α en el IR es ligeramente negativo, aunque también pueden encontrarse casos en que es ligeramente positivo. En el UV estamos obteniendo α bajos, entre 1 y 3, y en el visible, los más próximos a 0.

Intervalo	Parámetro α	Desviación
Ventanas	0.37	0.11
350-400 nm	1.64	0.15
400-670 nm	0.32	0.09
Infrarrojo	-0.22	0.02

Tabla V.12: Características de los ajustes para el caso de aerosol sahariano mostrado.

En lo que se refiere a los ajustes y extrapolaciones se observan las mismas conclusiones que en los casos anteriores.

V.5.1.4. Caso 4: aerosol de tipo marítimo

Dado que en nuestro caso hemos obtenido los diferentes tipos de aerosol en función de sus características espectrales, en el caso de aerosoles de tipo marítimo sólo hemos encontrado agrupaciones con una gran cantidad de puntos en las que era imposible separar visualmente ningún comportamiento particular. No obstante, es de esperar que los aerosoles marítimos que podemos medir en la estación de El Arenosillo sean de origen marítimo polar o marítimo tropical. No tenemos otro modo de distinguir los dos tipos entre sí que recurrir a los estudios de retrotrayectorias del capítulo VII. Sin embargo, este estudio sólo puede realizarse exhaustivamente con los datos del Cimel #48 por el menor número de días de medida distintos del año 1999.

Vamos a mostrar un ejemplo de aerosol de tipo marítimo polar (cuya retrotrayectoria relacionada se mostrará en el capítulo VII). Este tipo de masa de aire estuvo presente en El Arenosillo a finales de enero de **1999** y aquí presentamos un espectro medido el **28 de enero, a las 13:01 GMT**, con una masa óptica de 1.76. En este caso el espesor óptico de aerosoles es de 0.17 en los 350 nm y de 0.08 en los 500 nm, como vemos, prácticamente en el promedio de los intervalos que habíamos detectado como propios de este tipo de aerosol, que provoca turbiedades bajas en general.

Las tendencias espectrales corresponden a las medias también observadas. Así, los ajustes obtenidos son tan buenos como en los casos de aerosol ártico, siendo muy variables los valores de los parámetros α en los diferentes intervalos espectrales. En este caso, el UV tiene una tendencia decreciente muy clara, y el infrarrojo tiene una tendencia creciente moderada, de modo que el ajuste de las ventanas funciona bien hasta los 800 nm y razonablemente bien hasta 1000 nm. Los valores obtenidos, presentados en la Tabla V.13, muestran comportamientos promedios de este tipo de aerosol: en el UV los α son muy variables (en este caso el valor correspondiente es de 5.08), pero comprenden un rango de valores de 1 a 9. En el ajuste de las ventanas están entre 0 y 1.5 (en este caso estamos cerca de 1). En el infrarrojo obtenemos valores entre -2 y 0 (-1.58 en el caso mostrado).

Intervalo	Parámetro α	Desviación
Ventanas	1.08	0.04
350-400 nm	5.08	0.07
400-670 nm	0.95	0.03
Infrarrojo	-1.58	0.01

Tabla V.13: Características de los ajustes para el caso de aerosol marítimo mostrado.

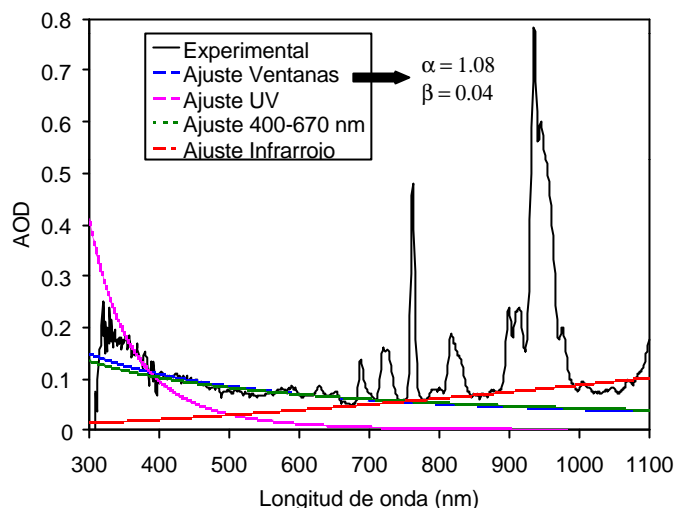


Figura V.44: Espesor óptico sin las contribuciones de Rayleigh y ozono y ajustes respectivos del AOD en el caso de aerosol marítimo: 28 de enero de 1999, 13:01 GMT, masa de 1.76.

V.5.2. Casos obtenidos con las medidas del Cimel

En cuanto a las medidas realizadas por el Cimel #48 durante el periodo de 16 de febrero a 9 de julio de 2000, encontramos una amplia serie de casos en los que se mide dentro de los promedios hallados para cada tipo de aerosol a través de las determinaciones espectrales que hemos presentado hasta ahora.

En este punto, conviene resaltar nuevamente el hecho de que mediante estas determinaciones encontrábamos los casos de aerosol marítimo siempre dentro de agrupaciones de puntos compactas y de mucha densidad, sin obtener grupos particulares bien diferenciados. Así, aun sabiendo que debemos encontrar tipos distintos de aerosol tropical y polar, la simple determinación espectral no es suficiente para distinguirlos. Solamente después del análisis de retro trayectorias del capítulo VII hemos podido establecer las diferencias entre los dos tipos, que se muestran en la Tabla V.14, que es la modificación de la Tabla V.7.

	AOD 440 (nm)	AOD 670 (nm)	AOD 870 (nm)	$\alpha_{440-670}$	$\alpha_{670-870}$	$\alpha_{870-1020}$
Marítimos tropicales	0.1 a 0.2	0 a 0.05	0 a 0.05	0.5 a 3	Cerca de 0	0 a 1.5
Marítimos polares	0.05 a 0.1	0 a 0.05	0 a 0.05	0.5 a 3	-2 a 0.5	0 a 3

Tabla V.14: Diferenciación entre las características de aerosoles marítimos tropicales y polares.

Como vemos, el espesor óptico en 440 nm y los parámetros α de Angström en los pares 670-870 y 870-1020 tienen rangos de valores vecinos entre los dos tipos de aerosol marítimo, pero están separados suficientemente como para distinguirlos.

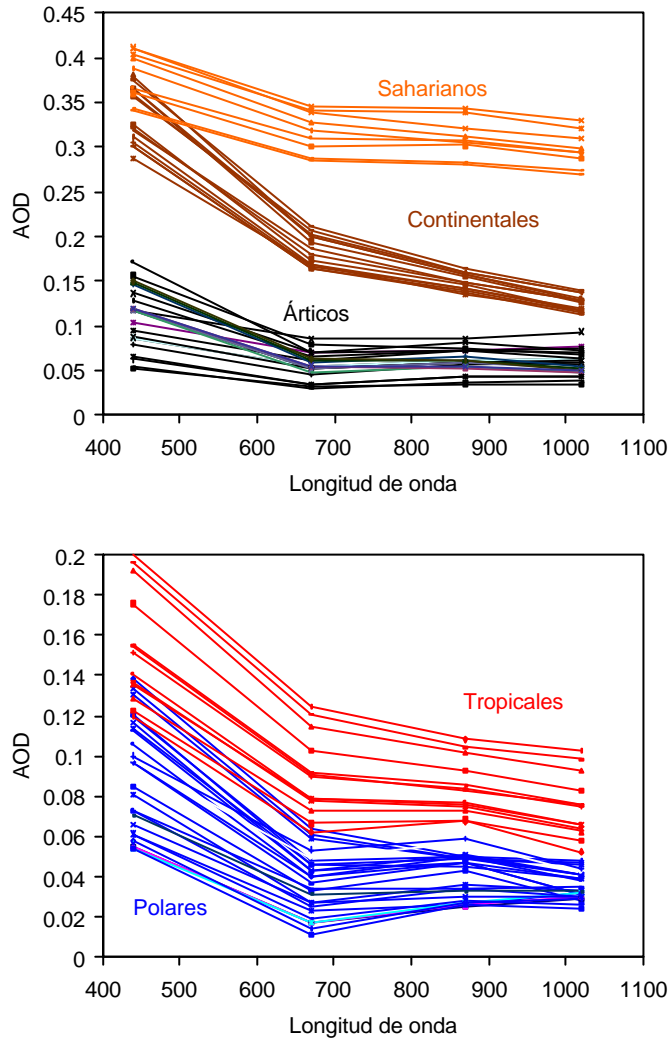


Figura V.45: Representación del espesor óptico de aerosoles en las longitudes de onda medidas por el Cimel #48 en los días escogidos. Cada tipo de aerosol corresponde a un día distinto.

A continuación presentamos en la Tabla V.15 los días en que se han tomado los respectivos ejemplos que se van a mostrar en este apartado, y que en el capítulo VII podemos relacionar con sus retrotrayectorias respectivas. Dada la sistemática automatización del Cimel podemos obtener a lo largo de un día un gran número de medidas. En las gráficas vamos a representar algunas de ellas, abarcando todo el rango medido en cada día, para observar los diferentes comportamientos. Dada la frecuencia con que las distintas tendencias en distintos intervalos espectrales se han solapado entre sí hemos determinado dividir las gráficas entre aerosoles no marítimos y marítimos. Ambas consideraciones se han llevado a cabo para una mejor visualización.

En la Figura V.45 mostramos por separado las representaciones del espesor óptico de aerosoles en las cuatro longitudes de onda de medida del Cimel. Observamos claramente cómo se distinguen muy bien los tipos de aerosol sahariano, continental y ártico, porque los valores de sus espesores ópticos están escalonados. Así, mientras que en 440 nm se pueden tener valores similares de espesor óptico de

aerosoles en el caso de aerosol sahariano y en el continental, la tendencia más plana del espectro en el caso de aerosol sahariano provoca unos valores más altos en las longitudes de onda mayores (670, 870 y 1020 nm). Como era de esperar, los aerosoles continentales provocan una tendencia decreciente en todo el espectro, y los árticos contienen los valores más bajos de espesor óptico de aerosoles. En general, los aerosoles árticos han mostrado un comportamiento más creciente entre 670 y 870 nm que en el ejemplo mostrado.

Ejemplo de Tipo de aerosol	Día
Árticos	23 de abril
Continetales	15 de marzo
Desérticos	12 de marzo
Marítimos tropicales	31 de mayo
Marítimos polares	17 de febrero

Tabla V.15: Días en que se han tomado los ejemplos que se muestran en este apartado.

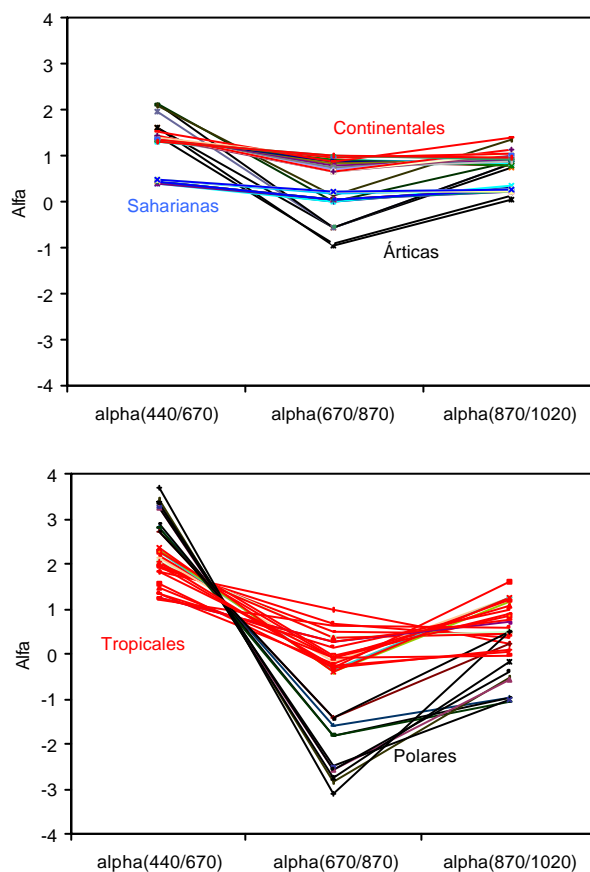


Figura V.46: Representación de los tres parámetros α de Angström medidos por el Cimel #48 en los días escogidos. Cada tipo de aerosol corresponde a un día distinto.

Los valores de los aerosoles marítimos ocupan un rango muy amplio. En ambos casos, sin embargo, se aprecian tendencias similares: los que tienen un valor mayor de espesor óptico tienden a mostrar una pendiente decreciente en todo el espectro, y según va bajando el valor de espesor óptico esa tendencia va curvándose hasta ser creciente entre 670 y 870 nm.

En cuanto a la visualización de los comportamientos espectrales por la parametrización de Angström (la Figura V.46) observamos que los valores del mismo son cercanos para aerosoles continentales, saharianos y tropicales, si bien con algunos matices, ya que el aerosol sahariano presenta una tendencia similar y plana a lo largo de todo el espectro (valores de α cercanos a 0). Los parámetros α del aerosol continental van cayendo de 1.5 en el par de 440-670 nm hasta 1 en el de 870-1020 nm, pues como hemos visto en la figura anterior la tendencia espectral es decreciente, pero disminuyendo la pendiente con la longitud de onda. Finalmente, el aerosol ártico tiene una característica: el parámetro α del par intermedio es con bastante diferencia más bajo que los otros dos. Estas características se solapan en los casos mostrados con las del aerosol marítimo polar, lo que confirma la dificultad de su diferenciación, como vimos en el análisis de las correlaciones en apartados anteriores. El aerosol tropical se caracteriza por mostrar unos valores del parámetro α en el par 670-870 nm que son muy próximos a 0.

Como conclusión a este capítulo, pues, podemos decir que hemos encontrado suficientes muestras de cómo conseguir distinguir los tipos de aerosol genérico no local que se encuentran en la zona de estudio habitualmente, así como que hemos podido determinar sus características espectrales en forma de espesor óptico y parámetros de turbiedad. Los ejemplos que hemos mostrado pretenden ser referencias en futuros trabajos, y serán corroborados por las trayectorias de masas de aire que mostraremos en el capítulo VII. Pero antes de llegar a él pasaremos a analizar las características microfísicas que podemos obtener con nuestras medidas en el siguiente capítulo.

BIBLIOGRAFÍA

- Angström, A. (1929) On the atmospheric transmission of sun radiation and on dust in the air. *Geogr. Ann.* **11**, 156-166.
- Angström, A. (1930) On the atmospheric transmission of sun radiation. II. *Geogr. Ann.* **12**, 139- 159.
- Bates, D.R. (1984) Rayleigh scattering in air, *Planet. Space Sci.*, **32(6)**, 785-790.
- Bucholtz, A. (1995) Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere, *Appl. Opt.* **34**, 2765-2773.
- Cachorro, V.E., A.M. De Frutos, J.L.Casanova (1987) Determination of Ångström turbidity parameters. *Appl. Opt.*, **26**, 3069-3076.
- Cachorro, V.E, M.J. González, A.M. de Frutos, J.L. Casanova (1989) Fitting Angström formula to spectrally resolved aerosol optical thickness, *Atmos. Environ.*, **22**, 265-270
- Cachorro, V.E., and A.M. de Frutos (1995) A revised study of the general Alpha-Junge relationship at solar wavelengths: application to vertical atmospheric aerosol layer, *Atmos. Res.* **39**, 113-126
- Cachorro, V. E., and D. Tanré (1997) The correlation between particle mass loading and extinction: Application to desert dust aerosol estimation, *Remote Sens. Environ.*, **60**, 187-194.
- Cachorro, V.E., R. Vergaz, A.M. de Frutos (1999a) Evaluation and behaviour of the Angstrom coefficient from spectral solar irradiance measurements in the Gulf of Cádiz (Huelva, Spain) to assess ocean color atmospheric correction. *Proceedings of the 19th EARSEL Symposium: Remote Sensing in the 21th Century: Economic and Environmental Applications*. Editor J.L. Casanova. Editorial BALKEMA.
- Cachorro, V.E., R. Vergaz, A. Berjón, A.M. de Frutos (1999b) Developing and testing of an atmospheric correction model for water leaving radiance retrieval in the area of the Gulf of Cadiz based on experimental measurements. *Proceeding of the 19th EARSEL Symposium: Remote Sensing in the 21th Century: Economic and Environmental Applications*. Editor J.L. Casanova. Editorial BALKEMA.
- Cachorro, V. E., R. Vergaz, P. Durán, A. M. de Frutos (2000a) Measurements of the atmospheric turbidity of the north-center continental area in Spain: spectral aerosol optical thickness and Angstrom turbidity parameters. *J. Aeros. Sci.*, **31**, 687-702.
- Cachorro, V. E., R. Vergaz, P. Durán, A. M. de Frutos (2000b) Columnar physical and radiative properties of atmospheric aerosols in north central Spain, *J.Geoph. Res.*, **105** (D6) 7161-7175.
- Cachorro, V.E., P. Durán, R. Vergaz, S. Hernández, A.M. de Frutos (2000c) Ground-based extinction measurements for the evaluation, spectral behavior and comparative analysis of the aerosol Angström coefficient to SeaWiFS applications in the Gulf of Cadiz (Spain). *Proceedings of the IRS2000*.
- Cachorro, V.E., R. Vergaz, M. J. Martín, A.M. de Frutos, J.M. Vilaplana, B. de la Morena (2001) Measurements and estimation of the columnar optical depth of tropospheric aerosols in the UV spectral region, enviado a *Appl. Opt.*
- Carvalho, F., D. Henriques (2000) Use of Brewer ozone spectrophotometer for aerosol optical depth measurements on ultraviolet region, *Adv. Space Res.*, **25**, No.5, 997-1006.

- D'Almeida, G. A., P. Koepke, E. P. Shettle (1991) *Atmospheric Aerosol: Global Climatology and Radiative Characteristics*, A. Deepak, Hampton, Va.
- Durán, P. (1997) *Medidas espectralradiométricas para la determinación de componentes atmosféricos (ozono, vapor de agua y aerosoles) y modelización del intercambio radiativo en la atmósfera*, Tesis Doctoral, Dpto. Óptica y Física Aplicada, Univ. de Valladolid, Valladolid, España.
- Gordon, H.R., D.K. Clark, J.J. Mueller, W.L. Hovis (1980) Phytoplankton pigments derived from the Nimbus-7 CZCS: Initial comparisons with surface measurements. *Science* **210**, 63-66.
- Hess, M., P. Koepke, I. Schult (1988) Optical Properties of Aerosols and Clouds: The Software Package OPAC, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **79**, 831-844.
- Holben, B.N., D.Tanre, A.Smirnov, T.F.Eck, I.Slutsker, N.Abuhassan, W.W.Newcomb, J.S.Schafer, B.Chatenet, F.Lavenue, Y.J.Kaufman, J.Vande Castle, A.Setzer, B.Markham, D.Clark, R.Frouin, R.Halthore, A.Karnieli, N.T.O'Neill, C.Pietras, R.T.Pinker, K.Voss, G.Zibordi, (2001) An emerging ground-based aerosol climatology: Aerosol Optical Depth from AERONET, *accepted in J. Geophys. Res.* (disponible en <http://aeronet.gsfc.nasa.gov:8080/>).
- Hooker, S. B., W. E. Esaias, G. C. Feldman, W. W. Gregg, C. R. McClain (1992) An Overview of SeaWiFS and Ocean Color, *NASA Tech. Memo.* **104566**, Vol. 1, S. B. Hooker and E. R. Firestone, eds., 24 pp., NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland.
- Koepke, P., M. Hess, I. Schult, E. P. Shettle (1997) Global Aerosol Data Set. *MPI Meteorologie Hamburg Report* **243**, 44 pp.
- Kylling, A., A.F.Bais, M. Blumthaler, J. Schreder, C.S. Zerefos, R. Kosmidis (1998) Effect of aerosols on solar UV irradiances during the Photochemical Activity and Solar Ultraviolet Radiation Campaign. *J. Geophys. Res.*, **103**, D20, 26051-26060.
- Levoni, C., M. Cervino, R. Guzzi, F. Torricella (1997) Atmospheric aerosol optical properties: a database of radiative characteristics for different components and classes. *Appl. Opt.*, **36**, 8031-8041.
- Meleti, C., F. Cappellani (2000) Measurements of aerosol optical depth at Ispra: Analysis of the correlation with UV-B, UV-A, and total solar irradiance. *J. Geophys. Res.*, **105**, D4, 4971-4978.
- Muniosguren, L.S., B. de la Morena, E. Cuevas (editores) (2001, por publicar) *Results of the first Iberian UV-VIS instruments intercomparison*.
- Prospero, J.M. (1996) Saharan dust transport over the North Atlantic Ocean and Mediterranean: An overview, en *The Impact of Desert Dust Across the Mediterranean*, ed. S. Guerzoni y R. Chester, 131-151, Kuwer Acad., Norwell, Mass.
- Vergaz, R. (1996) *Turbiedad atmosférica y caracterización de los aerosoles mediante medidas espectralradiométricas*, Tesina de licenciatura. Departamento de Óptica y Física Aplicada I, Universidad de Valladolid, España.
- Vergaz, R., V.E. Cachorro, A. M. de Frutos (1999) Monitoring turbidity parameters and radiative properties of atmospheric aerosols in two different climatic spanish sites. *Proceedings of 4th Conference on Electromagnetic and Light Scattering by Nonspherical particles: Theory and Applications*. Ed.: F. Obelleiro, J.L. Rodriguez, T. Wriedt. Vigo, Spain.
- Vergaz, R., V.E. Cachorro, A. M. de Frutos, P. Durán, J.M.Vilaplana, B. de la Morena (2000) Monitorización de parámetros y propiedades radiativas de los aerosoles atmosféricos en "El

Arenosillo", Huelva, España. *Actas de la 6ª Reunión Nacional de Óptica*. Medina del Campo, Valladolid. VA-660-2000.

CAPÍTULO VI: CARACTERIZACIÓN DE LAS PROPIEDADES ÓPTICAS DE LOS AEROSOLES (II)

Parámetros microfísicos y radiativos

En este capítulo se continúa la caracterización de los aerosoles atmosféricos en la zona de estudio atendiendo esta vez a sus propiedades microfísicas y ópticas, o radiativas, para lo cual se siguen empleando las medidas descritas en el capítulo IV. La metodología subyacente se basa en la teoría de *scattering* Mie, en gran parte descrita en el capítulo I.

Describimos la forma de obtener, mediante una metodología de “inversión”, los distintos parámetros físicos de los aerosoles, en especial los que caracterizan a la distribución de tamaños, y haremos lo propio con los parámetros radiativos: parámetro de asimetría, g , y albedo de *scattering* simple ω_0 . La metodología seguida para el Li-Cor 1800 es muy diferente de la utilizada para el Cimel. En el primer caso, la metodología está desarrollada enteramente por nosotros y la describimos en detalle en el apartado VI.1, y para el caso del Cimel se emplea la metodología utilizada por AERONET. En este último caso nos hemos ceñido al análisis de los datos suministrados por esta red.

Mostramos para estos dos tipos de datos el análisis de sus evoluciones y relacionamos estos parámetros con los de turbiedad ya estudiados en el capítulo anterior, lo cual facilitará tanto una determinación rápida de estas propiedades radiativas, como la clasificación de los tipos de aerosol. Pensamos que esto último puede ser de enorme aplicación en los estudios de determinación de propiedades de aerosoles en teledetección.

VI.1. MÉTODO DE OBTENCIÓN DE LA FUNCION DE DISTRIBUCION DE TAMAÑOS DE LOS AEROSOLES.

Como ya vimos en el capítulo I, según la teoría de *scattering* de Mie, el espesor óptico de aerosoles $\tau_a(\lambda)$, puede relacionarse con la distribución de tamaños de las partículas en toda la columna atmosférica sobre el punto de medida, por

$$\mathbf{t}_a(\mathbf{I}) = N_c \int_{r_1}^{r_2} \mathbf{p}^2 Q_e(n, x) \mathbf{h}_c(r) dr \quad (\text{VI.1})$$

Este espesor óptico, o coeficiente de extinción, como vemos, depende de:

- La función de distribución de tamaños de aerosoles η_c . Ésta será una función analítica, como vimos en el capítulo I. Si realizamos una inversión obtendremos bien una función analítica o una distribución numérica.
- De los bordes de la integral, r_1 y r_2 , que conforman los límites que consideremos de la distribución de tamaños. Generalmente se toman en 0 e ∞ .
- Del índice de refracción de las partículas, n .

Por tanto, la evaluación de este coeficiente conlleva suponer los valores de estos parámetros y de la función de distribución. Debemos justificar su elección tanto para realizar una inversión como para una evaluación directa de este coeficiente. Mostramos en la Figura VI.1 el comportamiento espectral del coeficiente de extinción para una función de distribución de tamaños de aerosoles lognormal monomodal (ver capítulo I), con unos bordes de la distribución de $r_1=0.001 \mu\text{m}$ y de $r_2=20 \mu\text{m}$, con un índice de refracción complejo ($n=1.5-0.01i$) y dos valores del parámetro σ (2.5 y 3).

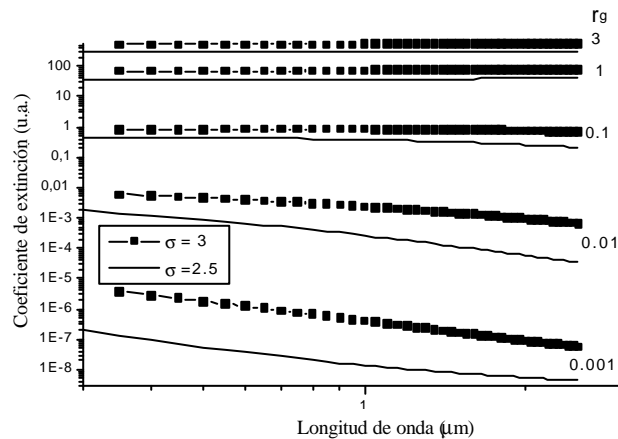


Figura VI.1. Comportamiento espectral del coeficiente de extinción para cinco valores de r_g y dos valores de σ para una distribución lognormal monomodal. Se aplicó el índice de refracción $n=1.5-0.01i$ y los límites (0.001, 20 μm).

Observamos cómo a mayor radio geométrico en la distribución obtenemos una extinción que tiene menor dependencia con la longitud de onda. Asimismo, para un mismo radio geométrico, si hay partículas con mayor variedad de tamaños, es decir, para un valor superior de la anchura de la

distribución (dada por σ), obtenemos un valor superior de la extinción, y una dependencia ligeramente menor con la longitud de onda.

La función de distribución de tamaños que hemos seleccionado en la fórmula anterior es una lognormal monomodal, por su adecuación a los modelos actuales de aerosoles [Shettle and Fenn, 1979; Longtin et al., 1988; D'Almeida et al., 1991; Hess et al. 1998]. Para nuestro análisis, que intenta describir las características de los aerosoles integradas verticalmente, creemos que esta función da una representación suficientemente buena. El uso de una función lognormal para simular el efecto de los aerosoles troposféricos ha sido sugerido por [Shettle and Fenn, 1979; D'Almeida, 1987; Tanré et al., 1988; Kaufman et al., 1994; Kaufman and Holben, 1996; Cachorro and Tanré, 1997] y es actualmente la más utilizada.

Con todo ello, sabemos que la función monomodal es una simplificación y posiblemente una función bimodal sería más adecuada. Sin embargo, recientemente [Tanré et al. 1997] han señalado que el efecto global de una función bilognormal puede ser simulado mediante una monomodal. Por otro lado, el método de pseudo inversión que vamos a desarrollar no está preparado para minimizaciones de cuatro parámetros, los que tendríamos en una función bimodal.

Es por ello que en una segunda fase de este estudio nos decidimos a utilizar la inversión de King, ya que dicho algoritmo lo teníamos prácticamente adaptado a nuestros datos para trabajos anteriores [Cachorro and de Frutos, 1994; Durán, 1997]. Como este algoritmo no hace ninguna hipótesis previa acerca de la forma de la función, podíamos comparar ambos resultados. Mencionamos aquí que los límites de la distribución en el algoritmo de King son (0.1, 5 μm). El método de King no se explica en este trabajo porque consideramos que es muy conocido en este ámbito. Recomendamos la lectura de [King, 1978; Cachorro and de Frutos, 1994; González Jorge and Ogren, 1996].

No se ha considerado una función de Junge por los problemas que implica, ya discutidos muy extensamente en [Cachorro et al., 1993; Cachorro and de Frutos, 1995; Cachorro and Tanré, 1997]. Algunos autores usan una distribución gamma estándar [Hansen and Travis, 1974; Lacis and Mishchenko, 1995; Mishchenko et al., 1997] pero actualmente también usan la lognormal para modelizar las características de aerosoles. La opinión de [Mishchenko et al., 1997] es que no hay un consenso general acerca de qué distribución de partículas describe mejor las polidispersiones naturales de los aerosoles. Por tanto, esta también es una opción abierta en este tipo de estudios, además de la posibilidad de analizar nuestros datos utilizando una función bimodal.

Nuestro objetivo es intentar obtener, a partir de los coeficientes de extinción, o mejor dicho el espesor óptico, medidos, la distribución de tamaños de aerosoles η_c utilizando la ecuación (VI.1), lo cual constituye un problema clásico de inversión. Éste problema ha sido atacado por medio de diferentes métodos iterativos y analíticos. Los mayores problemas provienen de tres frentes distintos:

- Que no se tenga garantía de la existencia de soluciones, especialmente si la medida de los coeficientes de extinción vienen afectada de errores importantes, incluso se puede llegar a obtener una serie incoherente de coeficientes que den lugar a la inexistencia de una solución para la ecuación (VI.1).
- Que, existiendo soluciones, no pueda garantizarse la unicidad de las mismas. El problema directo tiene soluciones únicas, porque a partir de una distribución de tamaños se obtiene un coeficiente de extinción. Pero el contrario no es cierto.
- Que no pueda garantizarse que todas las soluciones sean coherentes, porque por ejemplo se obtengan valores negativos de las distribuciones de tamaños, lo que no tienen sentido físico.

El método que hemos elegido no es un método de inversión propiamente dicho [Twomey, 1977; Deepak, 1977; King, 1978, 1982], sino un método de minimización entre los valores experimentales medidos del espesor óptico y los generados teóricamente según la expresión anterior. Un método muy parecido al aquí empleado es el de [Brogniez and Lenoble, 1988a y b], que utilizan para analizar las medidas de SAGE II (*Stratospheric Aerosols and Gas Experiment*) a fin de caracterizar los aerosoles estratosféricos. Entre las razones por las que hemos acabado eligiendo este método se pueden destacar:

- nuestra experiencia con él a lo largo de los últimos años, en los que se han ido demostrando sus posibilidades. Así, se ha empleado en anteriores trabajos del Grupo en la obtención de parámetros de aerosoles atmosféricos desérticos [Cachorro and Tanré, 1997] o continentales [Cachorro et al., 1998a, 2000], con éxito. En este trabajo comprobaremos su adecuación sobre un aerosol predominantemente marítimo.
- el poder realizar un análisis de sensibilidades más detallado que cuando se utilizó el método en [Durán, 1997]. El método ha sido mejorado desde el punto de vista de tiempo de computación y rigurosidad matemática, y tomaremos este trabajo como prueba de ello.

VI.1.1. Método de pseudoinversión

En este apartado vamos a describir someramente el método de minimización que nos permite obtener la granulometría de los aerosoles, medido el coeficiente de extinción.

Se trata de conseguir un mínimo en la función F , definida como una desviación cuadrática entre las medidas experimentales de espesor óptico (en N longitudes de onda) y las recuperadas a través de la suposición de una distribución log-normal unimodal de aerosoles en función de los parámetros de ésta, a saber: la desviación σ , y el radio geométrico r_g , (su significado físico está discutido ampliamente en [Seinfeld, 1986] y en el capítulo I):

$$F = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\mathbf{t}_a(\mathbf{I}_i)_{(\text{experimental})} - N_C \int_{r_1}^{r_2} \mathbf{p}^2 Q_e(n, r, \mathbf{I}_i) \mathbf{h}_e(r) dr \right)^2 \quad (\text{VI.2})$$

Para obtener r_g se atiende a la forma espectral de la curva del espesor óptico de aerosoles medido, y para obtener el número de partículas sobre la vertical N_C se estudia su valor absoluto. El valor de σ , en cambio, debe ser supuesto *a priori*. Nosotros hemos escogido un valor de 2.5, basándonos en las características climáticas que se puede esperar de los aerosoles del área de estudio que tratamos (principalmente marítimos, con mezcla de continentales y desérticos). La elección de este valor será analizada más en detalle en el próximo apartado.

Tal búsqueda del mínimo de esta desviación definida en (VI.2), con el radio geométrico como variable, debe tener en cuenta que cada evaluación que hagamos de dicha función conlleva una gran cantidad de cálculos y tiempo, por lo que debemos conseguir una buena precisión en un tiempo mínimo. Utilizamos una búsqueda por medio de la razón áurea descrita por [Cheney and Kincaid, 1980] y descrita someramente a continuación.

Comenzamos fijándonos en las características de esta función en torno a un mínimo. Un punto r es un mínimo local de la función F si existe un entorno N de puntos tal que para cualquier z que se incluya en dicho entorno $F(z) > F(r)$. La primera suposición que admitiremos para desarrollar el método es que en el intervalo en que nos encontremos (r_1, r_2) la función tiene un solo mínimo local. Esta propiedad se expresa diciendo que la función es *unimodal* en ese intervalo.

Si pensamos un instante en tal función, es claro que será estrictamente decreciente hasta el mínimo y estrictamente creciente tras él. Si no fuera así, podríamos inferir que existirían dos mínimos locales. Sea r^m el mínimo de la función en el intervalo (r_1, r_2) . Dado que la cantidad de veces que estimemos el valor de la función es crítica en nuestro cálculo, nos preguntamos: ¿cuál es la precisión con que podemos encontrar el mínimo con sólo n evaluaciones de la función?

Si $n = 0$ lo más que podemos decir es que el mínimo está en el intervalo (r_1, r_2) , así que si damos el valor de $r = \frac{1}{2}(r_1 + r_2)$ el error será de $\frac{1}{2}(r_2 - r_1)$. Una evaluación no aporta ninguna información así que da el mismo error. Para mejorar la estimación debemos hacer al menos dos evaluaciones de la función. Hagámoslas en los puntos r' y r'' . Si resulta $F(r') < F(r'')$, como F se incrementa hacia la derecha de r^m y este mínimo es único, estaremos en condiciones de asegurar que r^m está en el intervalo (r_1, r') . De forma análoga, si $F(r') > F(r'')$, entonces el mínimo estará en el intervalo (r'', r_2) . Lo que parece adecuado es estimar dos puntos cercanos a la mitad del intervalo (r_1, r_2) , separados de ese punto intermedio por una distancia δ . Como resultado, tomando como mínimo el punto mitad del intervalo apropiado (r_1, r') o bien (r'', r_2) el error en la estimación nunca superará el valor $\frac{1}{4}(r_2 - r_1) + d$.

Para $n = 3$ lo mejor es hacer dos evaluaciones en los puntos $1/3$ y $2/3$ del intervalo inicial, r' y r'' . Sea ahora $r_1 = r'$ si $F(r') > F(r'')$ o bien $r_1 = r''$ si $F(r') < F(r'')$. Nuestro nuevo intervalo de incertidumbre es el nuevo (r_1, r_2) . Sabemos el valor de F en el punto medio del intervalo, que es r_2 o r_1 respectivamente a los casos anteriores. La tercera evaluación la hacemos a una distancia 2δ de ese punto, es decir, bien en $r^{IV} = r' + 2\delta$ o bien en $r^{IV} = r'' - 2\delta$. Si $F(r^{IV}) > F(r'')$ entonces cambiamos al intervalo (r'', r_2) , y si $F(r^{IV}) < F(r'')$ entonces cambiamos al intervalo (r_1, r^{IV}) ; estimaremos que el máximo está en el punto medio del intervalo final con que nos quedemos, no excediendo el error, por tanto, de la cantidad $1/6(b-a) + d$ del intervalo original de partida.

Continuando la búsqueda de este modo llegamos a que tras n evaluaciones de la función el mínimo estimado difiere del real en menos que la cantidad

$$\frac{\frac{1}{2}(b-a)}{n_n} + \epsilon \quad (\text{VI.3})$$

donde ϵ es un número positivo y pequeño y los números λ_n son los enteros que forman la llamada sucesión de Fibonacci:

$$v_0 = v_1 = 1$$

$$v_n = v_{n-1} + v_{n-2} \quad (\text{para } n = 2, 3, 4, \dots)$$

Las desventajas de seguir esta serie de Fibonacci para la búsqueda del mínimo surgen a la hora de desarrollar un algoritmo, pues es un tanto complicado. Además la precisión deseada en el resultado debe ser proporcionada por adelantado y se debe calcular el número de pasos a dar para obtener tal precisión antes de comenzar la búsqueda. Por tanto, se establece una relación entre el intervalo inicial y el número de pasos.

Un algoritmo similar pero que en el que no se producen estos inconvenientes es el que empleamos: la búsqueda por medio de la razón áurea, llamada así porque se realiza a través de un número a que ya era conocido por los antiguos griegos como la razón áurea:

$$a = \frac{1}{2}(\sqrt{5} - 1) \quad (\text{VI.4})$$

que satisface la ecuación $a^2 = 1 - a$. En cada paso de este algoritmo iterativo se consigue un intervalo (r_1, r_2) apoyado en toda la búsqueda anterior. Es un intervalo en el que podemos asegurar que el

mínimo está contenido en él. Nuestro objetivo es reemplazar ese intervalo por otro más pequeño pero que también podamos asegurar que contiene al mínimo. En cada paso se necesita conocer el valor de la función en dos puntos del intervalo (r_1, r_2) en el que estemos:

$$r' = r_1 + a (r_2 - r_1), \quad u = F(r')$$

$$r'' = r_1 + a^2 (r_2 - r_1), \quad v = F(r'')$$

surgiendo dos casos distintos a considerar:

$$\cdot u > v$$

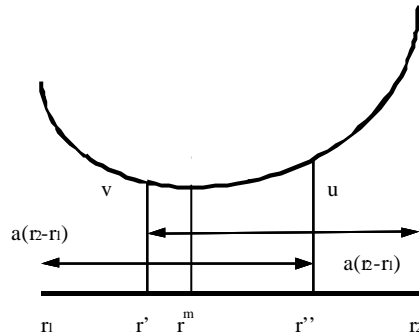


Figura VI.2 – Método de minimización: caso $u > v$

Como F es unimodal, el mínimo de F debe encontrarse en el intervalo (r_1, r'), el cual tomaremos como inicial al comienzo de la siguiente etapa. Dentro de ese intervalo tenemos disponible una evaluación más de F, concretamente en r'' . También se cumple que $r_1 + a (r' - r_1) = r''$, ya que $r' - r_1 = a (r_2 - r_1)$. Por consiguiente, en el siguiente paso r'' cumplirá el papel de r' , y necesitaremos el valor de F en el punto $r_1 + a^2 (r_2 - r_1)$. Así que lo que debemos hacer en el próximo paso es hacer las sustituciones siguientes en orden:

- el papel de r_2 lo pasa a hacer r'
- el papel de r' lo pasa a hacer r''
- el papel de u lo pasa a hacer v
- el papel de r'' lo pasa a hacer $r_1 + a^2 (r_2 - r_1)$
- el papel de v lo pasa a hacer $F(r'')$

$$\cdot v \geq u$$

En este caso el punto mínimo va a caer en el intervalo (r'', r_2), dentro del cual disponemos de un valor de F en el punto r' .

Es fácil demostrar que $r'' + a^2 (r_2 - r'') = r'$, por lo cual r' debe asumir ahora el papel de r'' , siendo el valor de F calculado en $r'' + a (r_2 - r'')$. Los intercambios se harán en el orden siguiente:

- el papel de r_1 lo pasa a hacer r''
- el papel de r'' lo pasa a hacer r'
- el papel de v lo pasa a hacer u
- el papel de r' lo pasa a hacer $r_1 + a (r_2 - r_1)$
- el papel de u lo pasa a hacer $F(r')$

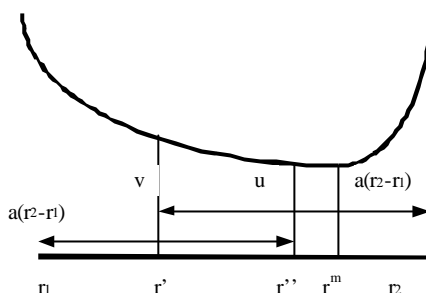


Figura VI.3 – Método de minimización: caso $v \geq u$

Iterando los pasos anteriores se va acotando al mínimo en un intervalo de precisión deseado. En definitiva, lograremos el valor para el radio geométrico r_g de la distribución de tamaños de aerosoles que nos reproduzca más fielmente la extinción medida.

En concreto, se realiza el algoritmo de modo que se detiene cuando la diferencia entre la función F definida en la ecuación VI.2 dada en una iteración y la siguiente es menor de 10^{-4} , lo que lleva a una precisión en el cálculo de los radios geométricos de 10^{-6} μm . Naturalmente, el proceso de minimización de F introduce un error despreciable en comparación a los errores inherentes al método de pseudoinversión, que necesariamente provienen del error en la determinación del espesor óptico experimental.

VI.1.2. Análisis de la sensibilidad del método a los parámetros de entrada

En este apartado se realiza un análisis detallado de la dependencia del método con los diversos parámetros de entrada:

- a) El índice de refracción de las partículas de aerosol atmosférico, n .
- b) Límites superior e inferior de la distribución de tamaños.
- c) Valor del parámetro sigma.

Respecto al primero de ellos, vamos a dar una justificación a los valores escogidos: a la vista de las características climáticas de la zona de estudio, uno espera encontrar aerosoles marítimos, mayoritariamente. Éstos tienen un índice prácticamente real, sin absorciones. Sin embargo, a través de nuestra experiencia también hemos trabajado con aerosoles continentales (Cachorro et al., 2000a), y en el punto en el que hemos medido ya hemos detectado (ver capítulo V) la presencia de estos y otros tipos de aerosol. La parte real del índice de refracción de aerosoles abarca en la bibliografía valores entre 1.4 y 1.6, y la parte imaginaria tiene un rango entre 0 y 0.5. En nuestro caso, estamos midiendo, como vimos, una mezcla de aerosoles árticos, marítimos, continentales e incluso desérticos. Dada esta situación de mezcla, hemos considerado dos posibles valores: $n=1.5$, real, para un aerosol sin absorción, y $n=1.5-0.01i$, con absorción. Estos índices de refracción se consideraron independientes de la longitud de onda, según las características de tales aerosoles [Shettle and Fenn, 1979; d'Almeida et al., 1991; Hess et al, 1998, Holben et al., 2001]. La dependencia que se suele tener con ella es mínima y apenas varía la extinción provocada. En general hemos empleado los dos valores por separado y representaremos, en lo posible, los dos casos. Las diferencias obtenidas en lo que se refiere al radio efectivo al considerar ambos índices de refracción mostrarán la influencia de este parámetro.

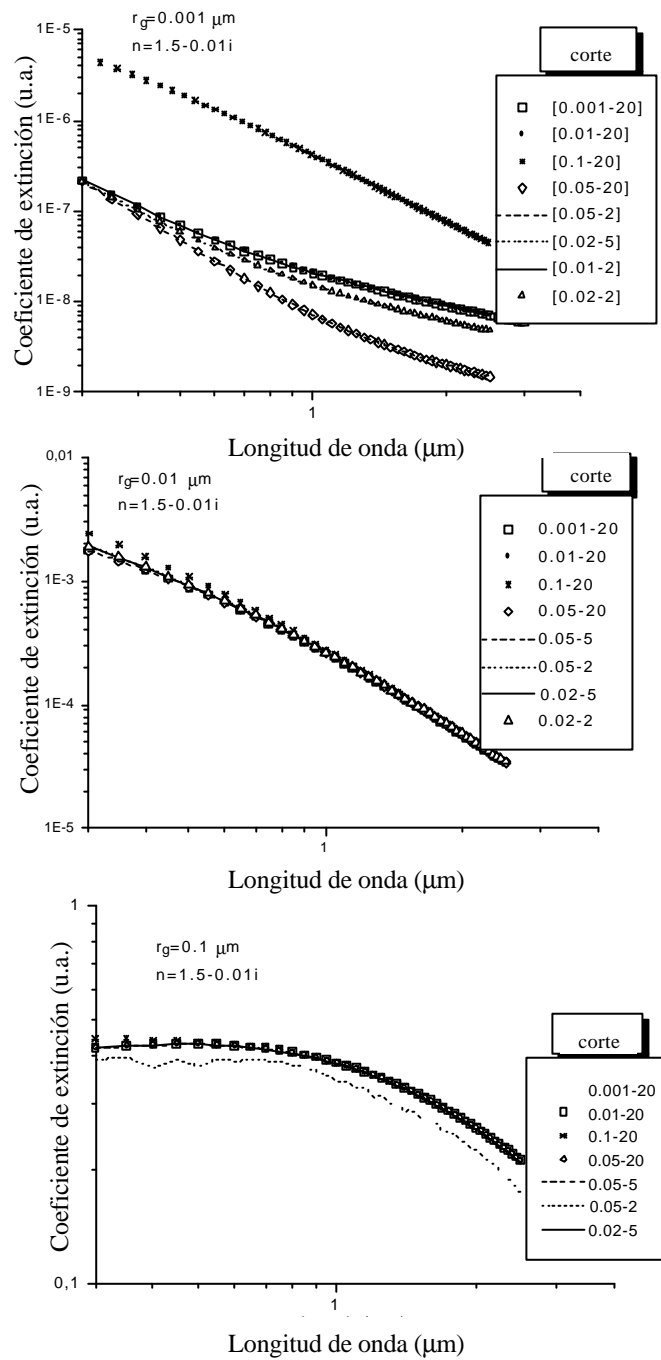


Figura VI.4. Comportamiento espectral del coeficiente de extinción (en unidades arbitrarias) para tres valores de r_g y aerosol con absorción de radiación para una distribución lognormal monomodal, variando los límites a considerar en la distribución de tamaños.

En la primera figura (Figura VI.4) hemos evaluado el coeficiente de extinción en volumen en función de la longitud de onda para un índice de refracción complejo $n=1.5-0.01i$. El parámetro σ es 2.5, y se escogen tres valores del radio geométrico: 0.001, 0.01 y 0.1 μm . Para cada figura, los parámetros de variación son los límites de la distribución de tamaños. El valor de r_g de 0.001 μm coincide con el valor mínimo posible del límite inferior de la distribución, si bien, si consideramos los

modelos habituales de aerosoles [Shettle and Fenn, 1979; D’Almeida et. al, 1991], este valor es bastante poco realista (por ser demasiado bajo). Observando las figuras apreciamos que, amén del diferente comportamiento de la distribución de tamaños con límites [0.1, 20 μm], con valores demasiado altos, observamos cómo el parámetro crítico, que hace variar más la dependencia de la extinción con la longitud de onda, es el límite inferior de la distribución. El límite superior no ofrece tal dependencia cuando los valores crecen por encima de 2 μm .

El valor de 0.01 μm para el radio geométrico, que es habitual en los modelos de aerosoles, es prácticamente insensible a las variaciones en los límites de la distribución (Figura VI.4.b). Cuando el valor del radio geométrico crece ($r_g = 0.1 \mu\text{m}$), la influencia de las partículas mayores en la distribución se manifiesta claramente, provocando menor variación en la dependencia de la extinción con la longitud de onda.

Resumiendo, la extinción es prácticamente igual en la forma espectral cuando el borde superior de la distribución es mayor o igual a 2 μm . Esta extinción es muy sensible, sin embargo, al límite inferior y éste no debe sobrepasar el valor de 0.02 μm . Es por ello que los límites de la distribución de tamaños que hemos tomado para realizar nuestro método han sido 0.01 – 2 μm .

Por otro lado, conviene reseñar aquí el criterio de [Heintzenberg et al., 1981], que nos dice en qué rangos de tamaños de partículas se puede obtener información a partir de la anchura y posición del intervalo espectral utilizado en la medida. Para las longitudes de onda en que nos vamos a mover (350-1000 nm), la información que podemos obtener se refiere a radios entre 0.02 y $\sim 2 \mu\text{m}$.

VI.1.2.1. Relación teórica entre parámetro α y radio geométrico

Retomando los cálculos representados en la Figura VI.1, pero haciendo un barrido por las diferentes distribuciones de tamaños, desde un radio geométrico de la distribución de 0.001 μm y hasta 10 μm , con una resolución de $4 \cdot 10^{-5} \mu\text{m}$, calculamos el coeficiente de extinción entre 300 y 1000 nm. Ajustamos posteriormente estos coeficientes de extinción mediante la fórmula de Ångström, obteniendo los valores del parámetro α . Obtenemos así una relación $r_g - \alpha$. Recalamos que estos valores de α han sido ajustados en el intervalo espectral 300-1000 nm. Asimismo, debe quedar claro que esto no es un resultado de una inversión, sino, al contrario, una **simulación directa**. Los límites de la distribución de tamaños que se consideran son de nuevo [0.001, 20 μm].

Las figuras VI.5 muestran esta relación teórica: lógicamente, el parámetro α de Ångström, asociado con los tamaños de las partículas, muestra una fuerte dependencia con el radio geométrico de la distribución que provoca la extinción. Ciertamente, la función que tiene una relación más directa con la formulación de Ångström es la de Junge [Cachorro and de Frutos, 1996], por su propia definición, pero la función lognormal tiene también, como vemos, una relación marcada con el parámetro α .

En estas figuras se representa el radio geométrico: el radio efectivo es directamente proporcional al radio geométrico, como vimos en el capítulo I. Se aprecia la diferencia en la forma de las curvas dependiendo del valor de σ , mostrando para índice de refracción real (aerosol sin absorción) que a valores del parámetro α cercanos a 0 y menores que cero, las diferentes distribuciones dan la misma forma plana del coeficiente de extinción. La teoría no parece capaz de reproducir la situación de α por debajo de **-0.16**, aunque se aprecia la tendencia: a mayor parámetro α , la influencia de los aerosoles de menor tamaño es mayor. Ello concuerda con la visión que obtuvimos anteriormente en la dependencia con la longitud de onda de la extinción: cuando la extinción tiene una marcada pendiente con la longitud de onda (por la fórmula de Ångström, cuando α es positivo y alto), las distribuciones de tamaños de los aerosoles que la generaban tendían a tener menores radios geométricos. Cuando las partículas que

provocaban la extinción eran mayores, la dependencia de la extinción con la longitud de onda disminuía (disminuía la pendiente en la curva, i.e., disminuía α).

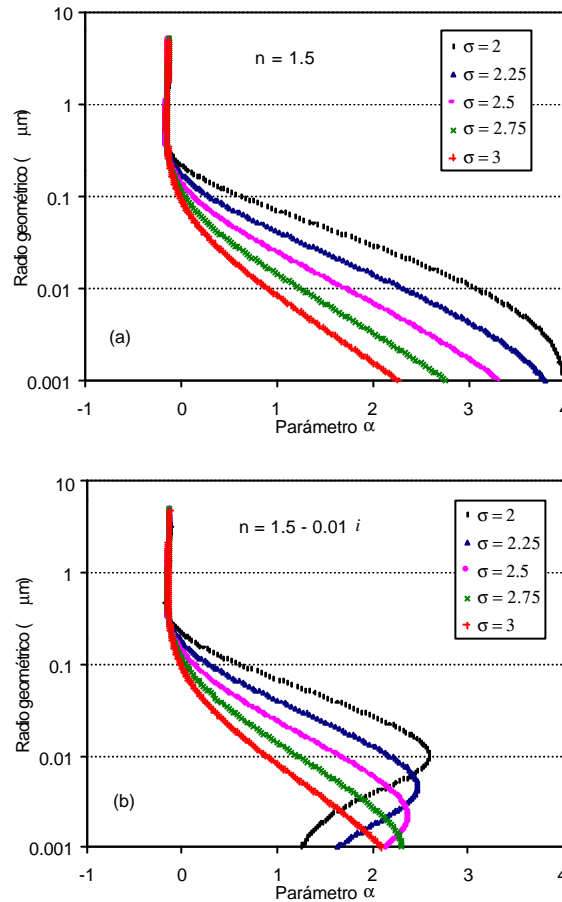


Figura VI.5. Comportamiento teórico del radio efectivo en μm de las distribuciones en función del parámetro α de Ångström, para diferentes valores de σ , simulado con (a) índice real $n=1.5$, (b) índice imaginario $n=1.5-0.01i$.

Aparece otro problema, viendo las figuras: cuando se considera un índice de refracción complejo, con el cual se representa un aerosol que provoca absorción de la radiación, aparece una dependencia más compleja entre radio geométrico y parámetro α de Ångström. Existe un punto de inflexión en dicha dependencia para un α distinto según la anchura σ de la distribución que se considere. Así, si la distribución de tamaños se ensancha (y σ crece), es decir, contribuyen a la extinción partículas de un intervalo más amplio de tamaños, el punto de inflexión de la tendencia se produce para radios geométricos menores y valores del parámetro α también menores, hasta el punto de que para $\sigma = 3$, la dependencia cambia su tendencia para radios tan pequeños que ya no es realista considerarlos. Para anchuras como $\sigma = 2$, tenemos el problema de que existen dos valores del radio geométrico que reproducen la misma extinción. Este problema será importante en este método cuando la extinción haya sido provocada por partículas de menores tamaños.

Analícemos un poco más la bondad de estas correlaciones encontradas. Tenemos en la Figura VI.6 un estudio sobre la dependencia del coeficiente de correlación del ajuste del espesor óptico en función del parámetro α de Ångström. Vemos, como se puede esperar, que el ajuste es lo suficientemente bueno, excepto en los casos en los que dicho parámetro está en torno al cero. Estos casos se deben a

que la pendiente del logaritmo del espesor óptico de aerosoles en función del de la longitud de onda, pendiente dada por el parámetro α de Ångström, es prácticamente nula, esto es, tenemos un espectro muy horizontal, prácticamente independiente de la longitud de onda. Observamos que, en ambos casos, tanto para aerosoles absorbentes como no absorbentes (no representados, pero con una dependencia análoga), el coeficiente de correlación desciende bruscamente cuando el espectro se vuelve horizontal.

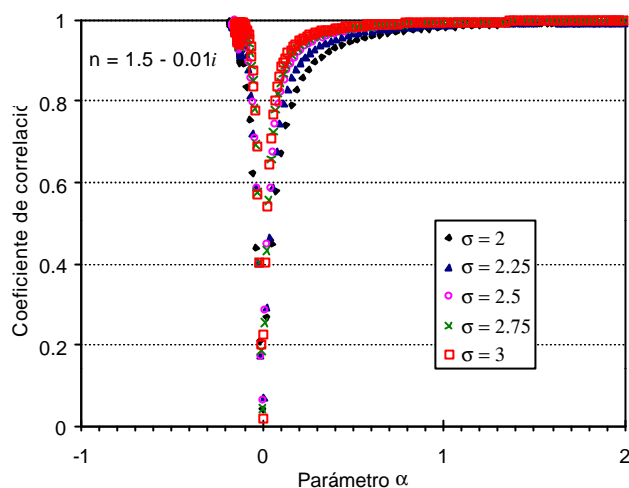


Figura VI.6: Coeficiente de correlación del ajuste en el espesor óptico para el índice imaginario en función del parámetro α de Ångström

VI.2. MICROFÍSICA DE LOS AEROSOLIOS PRESENTES EN EL ARENOSILLO

En este apartado nos centramos en el análisis de los resultados obtenidos para las características microfísicas de los aerosoles, en concreto: radio efectivo r_{eff} , parámetro de asimetría g , y albedo de *scattering* simple, ω_0 . Todos estos parámetros se calculan una vez determinada la distribución de tamaños $\eta(r)$ de acuerdo al apartado anterior, utilizando las expresiones dadas en el capítulo I.

- Para el Li-Cor, según la metodología descrita anteriormente, y suponiendo como parámetros de entrada: para los límites de la distribución de tamaños lognormal monomodal: 0.01 y 2 μm ; el parámetro σ de 2.5; y dos valores en el índice de refracción de las partículas: con ninguna absorción ($n = 1.5$) y con absorción ($n = 1.5 - 0.01i$) constantes con la longitud de onda (la variación con la longitud de onda es mínima).
- Para el Cimel #48, a partir del algoritmo de Dubovik [Dubovik and King, 2000] que utiliza las medidas de espesor óptico en los cuatro canales unidas a las medidas de radiancia en los distintos canales y en las direcciones del almucántar realizadas en determinadas masas de aire a lo largo de todo el día, desde el 16 de febrero al 9 de julio de 2000.

Hacemos notar aquí que el radio efectivo se ha calculado a través de la expresión analítica obtenida de la integración (ecuación I.32) aplicada en nuestro caso a la distribución lognormal (ver ecuación I.27). Sin embargo la ecuación (I.15) involucra los límites de la integración (r_1 , r_2) en tanto que la expresión (I.32) es la integral indefinida (entre 0 e ∞). Hemos realizado una evaluación de las

diferencias obtenidas entre ambos casos para los radios efectivos y hemos observado que tomando como límites (0.01, 2 μm) aparecen unas diferencias relativas del $\pm 3\%$ en radios efectivos entre 0.1 – 0.5 μm , y del $\pm 2\%$ en radios efectivos en el intervalo 0.05 – 1.04 μm . Tomando como bordes (0.01, 20 μm) las diferencias son siempre menores del 2%.

VI.2.1. Resultados del periodo 1996-1999 obtenidos con las medidas del Li-Cor 1800

Comenzamos por las medidas del periodo 1996-99 con el Li-Cor.

1. Hemos aplicado el algoritmo de minimización descrito previamente a los datos de espesor óptico de aerosoles experimental en un conjunto de longitudes de onda representativas, libres de absorciones¹: **350, 410, 450, 500, 550, 605, 670, 750, 780, 865, 1000 nm**, en un primer intento.
2. Sin embargo, hemos realizado el cálculo también partiendo de espesores ópticos de aerosoles modelizado con la fórmula de Angström, por las siguientes razones:
 - para considerar la posibilidad de que el parámetro α de Angström ya obtenido nos pueda proporcionar fácilmente las características microfísicas que buscamos,
 - dado que, utilizándole, no tenemos que restringirnos a escoger en el proceso espesores ópticos de aerosoles en longitudes de onda dentro de las ventanas de no absorción, podemos escoger una mayor cantidad de longitudes de onda (en concreto escogimos veinte) equiespaciadas por todo el espectro (de 350 a 1000 nm en este caso).

Los resultados de ambos intentos se exponen y contrastan a continuación.

VI.2.1.1. Carácter de las distribuciones: radios efectivos

Presentamos en primer lugar la Figura VI.7: en ella apreciamos la evolución de los radios efectivos de las distribuciones de tamaños de aerosoles obtenidas por el método de pseudo-inversión a lo largo de todo el periodo 1996-1999 con el Li-Cor 1800, considerando a las partículas con índice de refracción complejo. **Se han utilizado los valores del espesor óptico de aerosoles experimental** en las doce longitudes de onda descritas (procedimiento 1), y los del parametrizado por la fórmula de Angström en las ventanas de no-absorción, en las veinte longitudes de onda equiespaciadas reseñadas (procedimiento 2).

Usando el índice real, se ha repetido el mismo cálculo.

Observamos que los valores más bajos se producen en los episodios de mayor variabilidad de espesor óptico y de parámetro α de Angström, que detectamos en el capítulo anterior (veranos, especialmente año 99). El rango de valores obtenidos abarca de 0.01 a unas pocas μm , con una media de $0.45 \pm 0.56 \mu\text{m}$ para el aerosol con absorción de radiación ($0.53 \pm 0.65 \mu\text{m}$ para el aerosol sin absorción). Los máximos repetidos que se observan en la figura son debidos a que alcanzan el límite máximo posible dado por nuestro método de pseudoinversión (ver apartado VI.1). La mayor parte de los datos están comprendidos entre 0.1 y 1 μm .

¹ Una vez eliminada la absorción del ozono, utilizando para ello la medida del mismo que proporcionan el Dobson y el Brewer #150 presentes en El Arenosillo simultáneamente a las medidas.

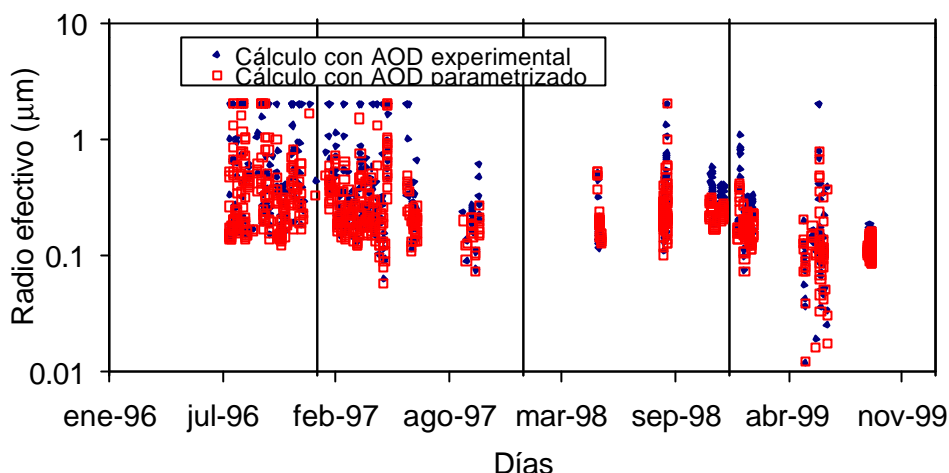


Figura VI.7: Evolución del radio efectivo (en μm) de la función de distribución de aerosoles durante el período 1996-99 en las medidas del Li-Cor en El Arenosillo. Se supuso $n=1.5-0.01$. Se representa el que reproduce al espesor experimental en las longitudes de onda descritas (puntos) y el obtenido con el ajuste de Angström de las ventanas (cuadrados).

Sólo cuando los valores alcanzan el límite superior de valores de r_g (cosa que ha ocurrido un 10% de los casos) hay que considerar con más cuidado la posibilidad de que tengamos un caso de distribuciones con partículas grandes. Comprobaremos que los casos de polvo sahariano sobre nuestra zona rondan, para los años en que hemos podido hacer el estudio, este 10% de frecuencia (es un poco superior, pero también algunos de los casos que sí están bien obtenidos y tienen un radio efectivo grande pueden engrosar esta estadística).

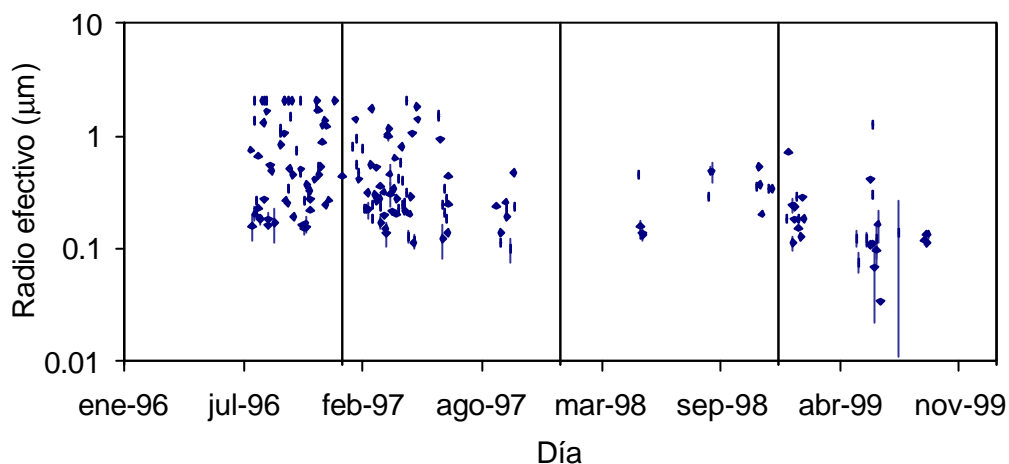


Figura VI.8: Evolución de los valores medios y las desviaciones estándar del radio efectivo (en μm) de la función de distribución de aerosoles durante el período 1996-99 en las medidas del Li-Cor en El Arenosillo. Se supuso $n=1.5-0.01$. Se representa el que reproduce al espesor experimental en las longitudes de onda descritas.

En los valores medios (Figura VI.8) observamos que el mayor número de casos en que llegamos al límite de nuestro cálculo en los dos primeros años provocan una media algo mayor. Las desviaciones son mayores en los últimos valores.

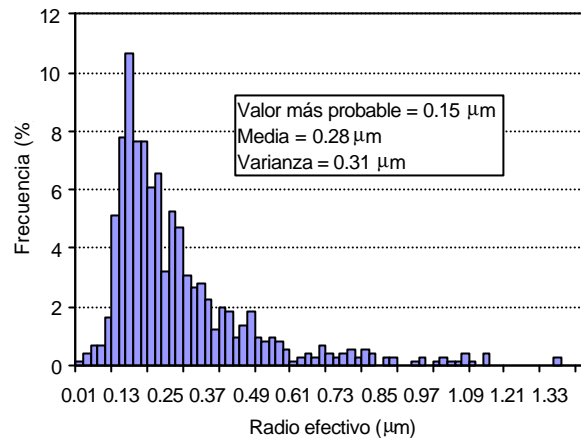


Figura VI.9: Histograma del radio efectivo (en μm) de la función de distribución de aerosoles durante el período 1996-99 en las medidas del Li-Cor en El Arenosillo. Se supuso $n = 1.5-0.01$. Se representa el que reproduce al espesor óptico de aerosoles experimental en las longitudes de onda descritas.

El histograma de frecuencias de los valores del radio efectivo nos muestra la predominancia de un cierto tipo de aerosol (Figura VI.9); la forma del histograma muestra un máximo hacia las $0.19 \mu\text{m}$, para después ir decayendo de forma más o menos exponencial. La cola de este histograma es mucho mayor por encima de ese valor que por debajo. Ello indica que si bien hay primacía de tipo de aerosol de pequeño tamaño, al mismo tiempo se da una mezcla muy considerable de otros tipos, en especial un pequeño máximo secundario hacia las $0.70 \mu\text{m}$. Esto está indicando que en nuestro lugar de medida hemos detectado con más claridad, a través de nuestro método, un modo de acumulación predominante y una presencia de un modo de partículas gruesas que contribuye a la mezcla y a modificar esta distribución típica.

En la siguiente Figura (VI.10) hemos representado los valores de los radios efectivos (recuérdese que existe un factor constante para un σ dado entre el radio geométrico y el efectivo) de las distribuciones de tamaños en función del parámetro α de Angström *determinados por el método de las ventanas de no absorción*, a partir del espesor óptico de aerosoles experimental (puntos) y del parametrizado por la fórmula de Angström (cuadrados). Para una mejor visualización, se representan sólo los obtenidos considerando un índice de refracción complejo. La diferencia entre estos resultados y los obtenidos para índice real se analizará más adelante.

Superpuestos (líneas), se encuentran los resultados teóricos que se expusieron ya en la Figura VI.5. Comprobamos que, en general, obtenemos resultados muy parecidos a los previstos teóricamente. Solamente cuando el comportamiento se separa de la linealidad, en puntos de inflexión de la curva, tenemos problemas:

- Para valores pequeños del radio efectivo y grande del parámetro α vimos cómo se curvaba esta representación. Y ahora vemos que el valor obtenido por inversión no se curva, siguiendo incluso la línea teórica del índice real, debido a que la función lognormal no puede predecir valores mayores que $\alpha=2.4$.
- En cambio, cuando los valores de α son negativos, y los radios efectivos son mayores de $2.3 \mu\text{m}$ tenemos el problema de la indeterminación: la función lognormal monomodal no es capaz de simular parámetros de α por debajo de -0.16 .

Parece que el problema que da este método en los límites es debido a la elección de una función monomodal, cuyas limitaciones ya eran esperadas. Por tanto, deberemos implementar en el futuro esta

misma metodología trabajando con una función bimodal, que por contra complicará el proceso de minimización con la introducción de más parámetros a ajustar (y menos garantías de encontrar un mínimo absoluto en el proceso de minimización).

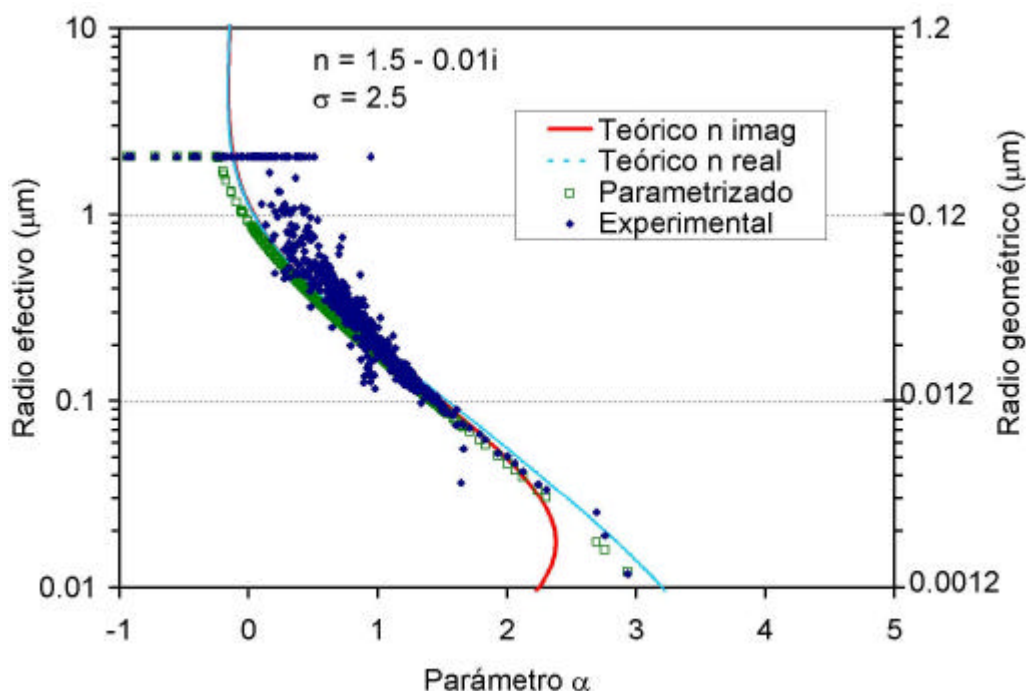


Figura VI.10: Radio efectivo (y geométrico) de aerosoles durante el período 1996-99 en las medidas del Li-Cor en El Arenosillo. Se supuso $n=1.5-0.01i$. Las líneas representan los ajustes teóricos con los dos índices de refracción.

La relación que hemos obtenido nos permite ya, a estas alturas, formular un algoritmo muy sencillo que nos indicará el carácter de la distribución de tamaños que tenemos en el área de estudio. Bastará tomar la medida espectral del espesor óptico de aerosoles, obtener el parámetro α de Angström en las ventanas de no absorción y comprobar a qué radio efectivo corresponde el mismo con la relación teórica que hemos obtenido.

Por estimar el error de esta determinación del radio efectivo, hemos representado en la Figura VI.11 la diferencia absoluta (en μm) entre el valor hallado para el índice de refracción imaginario y el que se tendría si el parámetro α tuviera un valor un % superior (del 1 al 20%). A tenor de lo discutido en el capítulo V con el error del espesor óptico, hemos visto que el parámetro α puede tener un amplio rango de error, aunque un 10% era un promedio de ellos. Sin embargo, si utilizáramos el error de determinación en el proceso de regresión de $\ln \tau$ en función de $\ln \lambda$, encontrábamos un error absoluto en α de 0.046, probablemente más realista.

En la figura hemos representado ambos supuestos, y comprobamos que el error de α de 0.046 provoca errores en el radio efectivo mayores que los que provoca un error en α del 10%. El error en el radio efectivo no es mayor que 0.009 μm . La curva es tal que los mayores errores del radio efectivo surgen en valores de $\alpha \sim 0.5$, bajando a medida que crece o decrece el parámetro desde este valor. Los errores relativos mayores son los producidos cuando los radios efectivos son más pequeños, de modo que si nos centramos en el error de α de 0.046, a partir del parámetro α 1.5 el error crece por encima del 40% (si el error en α es del 10% se tienen errores mayores del 20% en radio efectivo). Si nos centramos en valores pequeños de α , es decir, en radios efectivos grandes, aunque el error absoluto de

estos crece, los errores relativos son menores, y no superan el 20% en el intervalo de α (-0.15,0.5) (si hablamos de un error de α del 10% encontramos un error del radio efectivo menor del 10%).

Por lo tanto, podemos concluir que en las anteriores representaciones los errores del radio efectivo son pequeños para radios mayores de 0.1 μm , pero los resultados son altamente erróneos por debajo de este valor, el cual coincide con el punto en que empieza a existir indeterminación en los valores del radio efectivo en función del parámetro α .

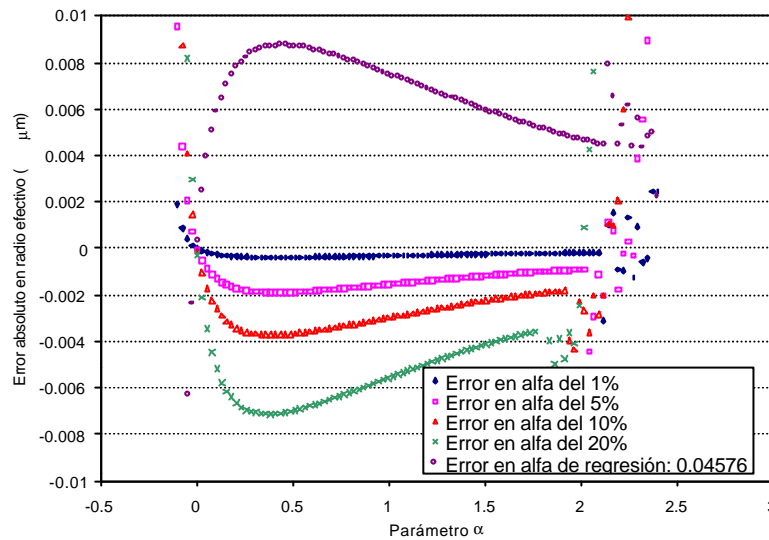


Figura VI.11: Errores en el radio efectivo de aerosoles con índice imaginario, en función del parámetro α . Se estiman errores en el parámetro α del 1, 5, 10 y 20% y el error del método de determinación de α de las ventanas, de 0.046.

Vemos a continuación las **diferencias** entre los radios efectivos obtenidos utilizando las medidas de espesor óptico de aerosoles y los obtenidos utilizando el espesor parametrizado por la fórmula de Angström, en la Figura VI.12.

Comprobamos varios puntos:

- Las diferencias absolutas varían mayoritariamente entre 0 y 1 μm , si bien van creciendo a medida que lo hace el radio efectivo, al principio con una pendiente casi nula y después de 0.2 μm más rápidamente. En general, prácticamente todos los casos calculados con el espesor óptico de aerosoles experimental dan lugar a radios efectivos más altos que los calculados con la parametrización de Angström, siendo las diferencias mayores cuanto mayor es el radio efectivo. También se observan algunos casos contrarios.
- Las diferencias relativas crecen rápidamente con el radio efectivo. Para radios cerca de las 0.2 μm aparecen casos en que los radios efectivos calculados con el espesor óptico de aerosoles experimental son más bajos que usando el parametrizado por Angström. Después tenemos un rango en que las diferencias crecen hasta el 50 % (entre 0.2 y 0.5 μm), siendo mayores y con más dispersión para radios efectivos mayores.

De estas diferencias relativas, obtenemos un 11.2 % de valores que sobrepasan el 50 % de diferencia, siendo la diferencia del 10 % la más probable. La mayor parte de las diferencias están comprendidas entre un 0 y un 40%.

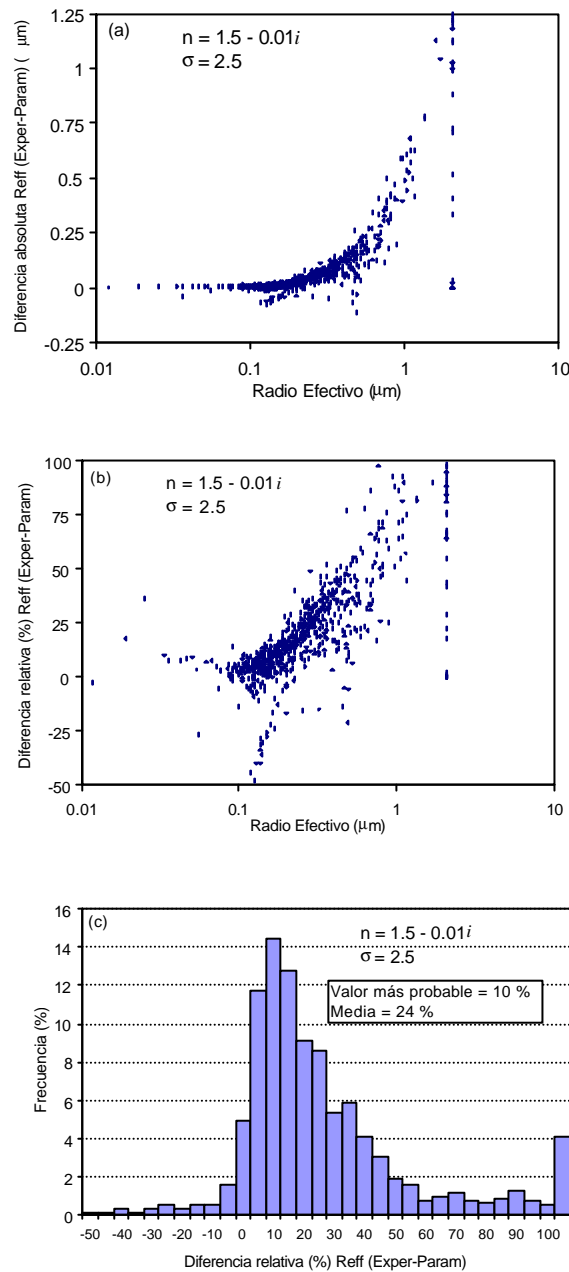


Figura VI.12: Diferencias absolutas (a) en μm y relativas en % (b), así como las frecuencias relativas de estas diferencias (c), entre los radios efectivos obtenidos considerando el espesor óptico de aerosoles experimental y el parametrizado por la fórmula de Angström, en función del radio efectivo.

Los valores del radio efectivo para índice complejo y para índice real no son sustancialmente diferentes, aunque en general son mayores para índice real, y esto se acentúa más a medida que aumenta el radio efectivo, tanto utilizando espesores ópticos parametrizados como experimentales (Figura VI.13). Estas diferencias relativas obtenidas con el espesor óptico parametrizado por la fórmula de Angström alcanzan un 40% cuando el radio efectivo se aproxima al valor de $1 \mu\text{m}$, creciendo exponencialmente a medida que hacemos crecer este parámetro. La mayoría de los valores son menores de un 20%. Se observa que los valores grandes del radio efectivo, que corresponden al límite dado por el método, no tienen diferencia entre considerar índice real o índice complejo.

Si estamos en el caso de considerar el AOD experimental las diferencias se incrementan, siendo la forma prácticamente igual, pero obviamente con mayor dispersión, lo que da lugar a un mayor error. El rango de diferencias llega ahora hasta el 110 % en el peor de los casos, correspondiendo a los mayores radios efectivos, pero la mayoría sigue dentro del 30 %.

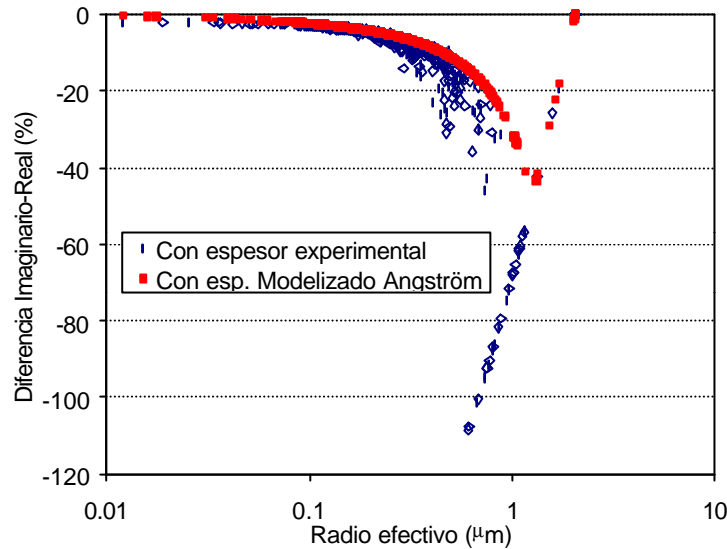


Figura VI.13: Diferencia relativa entre los radios efectivos obtenidos considerando a las partículas con índice de refracción imaginario y con índice real, calculado con el espesor óptico de aerosoles experimental (rombos vacíos) o con el parametrizado por Angström (cuadrados rellenos), en función del radio efectivo calculado en las ventanas de no absorción.

A fin de estudiar aún más la influencia de los valores del índice de refracción, hemos considerado también el índice de refracción $n = 1.45 - 0.03 i$. La razón de considerar este valor es que es el promedio obtenido con el Cimel #48 como veremos en el apartado VI.3.2; obviamente este análisis se ha realizado muy posteriormente a la obtención de los resultados aquí mostrados. Analizadas las diferencias entre los radios efectivos obtenidos con este nuevo índice y los del índice complejo anterior, se demuestra que son despreciables. Este valor de 0.03 de la parte imaginaria del índice de refracción es muy alto, indicándonos una gran absorción por parte del aerosol. Ello puede implicar que la hasta ahora obviada contaminación procedente del polígono industrial de la ciudad de Huelva puede estar teniendo su influencia añadida a cada uno de los tipos de aerosoles genéricos no locales encontrados en nuestras medidas.

Creemos conveniente conocer la capacidad de restitución del espesor óptico de aerosoles por este método de pseudoinversión, lo que da idea de la exactitud del mismo. Hemos representado en la Figura VI.14 la diferencia, en forma de desviación cuadrática total, entre el espesor óptico de aerosoles de partida y el que obtenemos a través del cálculo de Mie, por los dos procedimientos mencionados. Si el espesor óptico con el que comparamos en la inversión es el obtenido por medio de la parametrización de Angström, el proceso de pseudoinversión consigue un espesor óptico de aerosoles con unas diferencias de hasta un orden de magnitud menores y con menor dispersión (entre 0.001 y 0.01) que si el espesor de partida es el experimental (desviaciones entre 0.01 y 0.1). Ello es lógico, teniendo en cuenta que nuestro proceso consigue un espesor óptico de aerosoles obtenido con una distribución lognormal de tamaños de partículas, siendo la dependencia final suave con la longitud de onda, como la que da la parametrización de Angström. La dependencia experimental está sujeta a mayores variaciones.

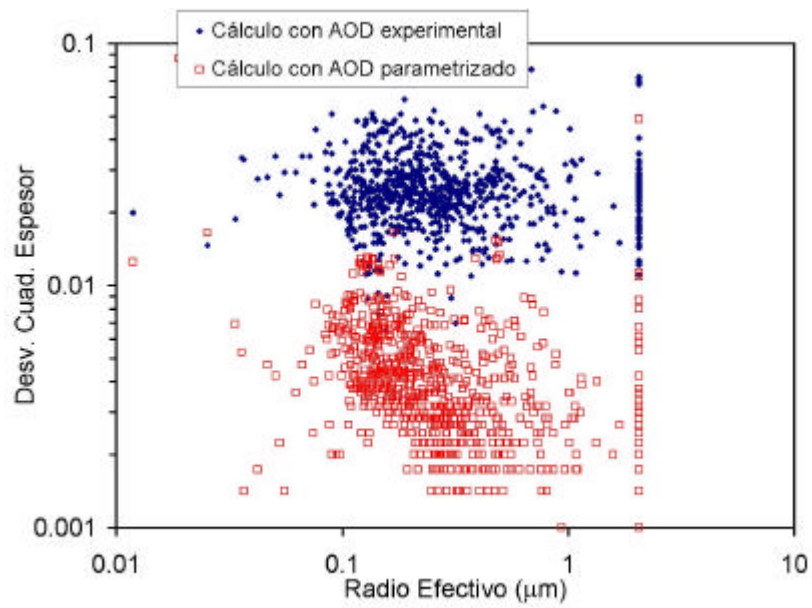


Figura VI.14: Desviación cuadrática total del espesor óptico de aerosoles recuperado en función del radio efectivo, para todo el periodo de medida en El Arenosillo. Todo el cálculo se hace con los valores del AOD experimental (puntos) o con el parametrizado por la fórmula de Angström (cuadrados), ambos con índice de refracción complejo.

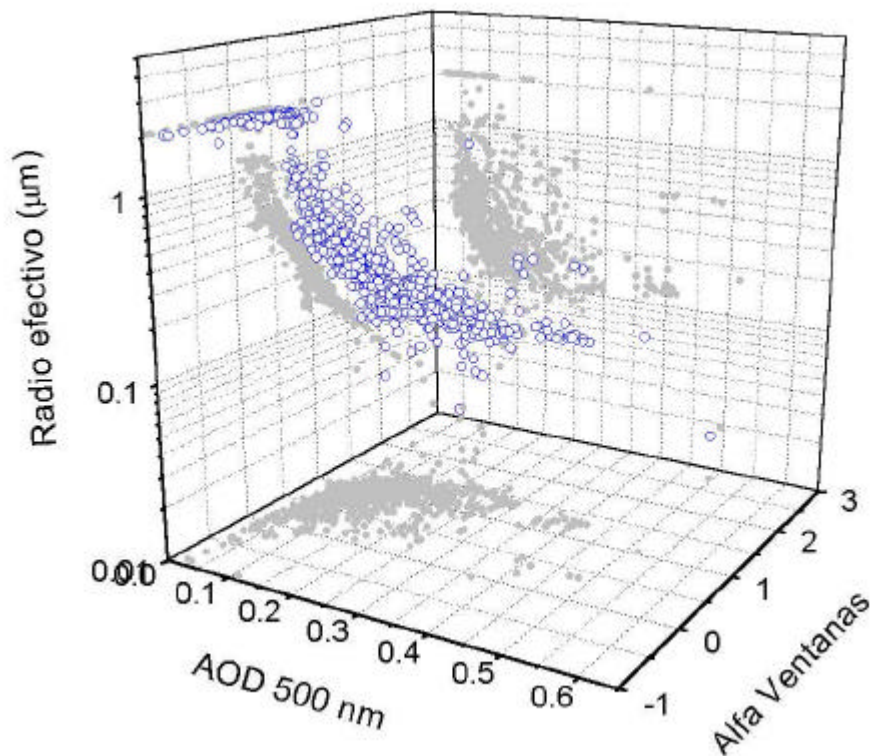


Figura VI.15: Relación del radio efectivo (en μm) obtenido por medio del espesor óptico de aerosoles experimental en las doce longitudes de onda, con el espesor óptico en 500 nm y el parámetro α en el las ventanas de no absorción.

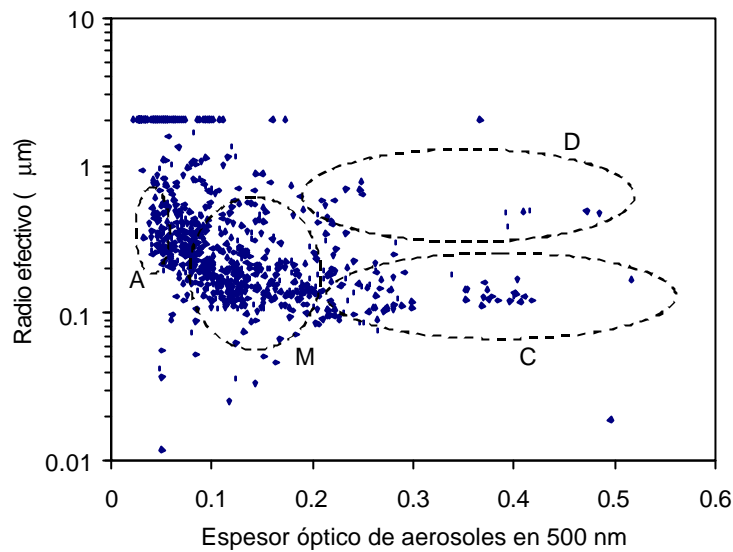


Figura VI.16: Relación del radio efectivo (en μm) obtenido por medio del espesor óptico de aerosoles experimental en las doce longitudes de onda, con el espesor óptico de aerosoles a 500 nm. Se añaden las agrupaciones de puntos relativas a cada tipo de aerosol.

Finalmente intentamos comprobar qué radios efectivos corresponden a los distintos tipos de aerosoles. Es evidente que la relación prácticamente lineal entre radio efectivo y parámetro α determinado por las ventanas nos da gran parte de la información, pero ésta es incompleta. Aprovechando el análisis llevado a cabo en el capítulo anterior podemos confrontar este radio efectivo simultáneamente con el espesor óptico a 500 nm y el parámetro α en las ventanas, lo que da lugar a la Figura VI.15.

Así, retomando el análisis del capítulo V (de la misma manera podemos utilizar los parámetros de Angström en los tres intervalos espectrales), comprobamos las distintas agrupaciones de puntos que corresponden a cada tipo de aerosol. Si relacionamos espesor óptico con el radio efectivo (Figura VI.16), comprobamos que los aerosoles árticos, con espesores ópticos más bajos, abarcan de 0.3 a 0.5 μm . Los aerosoles desérticos y continentales corresponden a espesores ópticos altos, y las diferencias aparecen en los radios efectivos, siendo entre 0.5 y 1 μm en el primer caso y de 0.1 a 0.2 μm en el segundo. Finalmente, el aerosol marítimo ocupa la mayor parte de los datos, entre 0.1 y 0.5 μm principalmente.

Los resultados del radio efectivo obtenidos por nuestro método de pseudo inversión y por el método de King pueden verse sobre la Figura VI.17. La diferencia fundamental se produce en los radios efectivos pequeños, donde el método de King muestra una tendencia asintótica hacia un valor de $\sim 0.15 \mu\text{m}$, correspondiendo a valores de α mayores de 1. El método no parece sensible a valores grandes del parámetro α . Ello puede ser debido a que en dicho método el borde inferior está limitado al valor de 0.1 μm . En radios efectivos grandes el comportamiento es análogo al de nuestro método. Mientras los valores para α parametrizado por nuestro método y el de King muestran bastante similitud, en lo que se refiere a los valores con el espesor óptico experimental hay una mayor discrepancia.

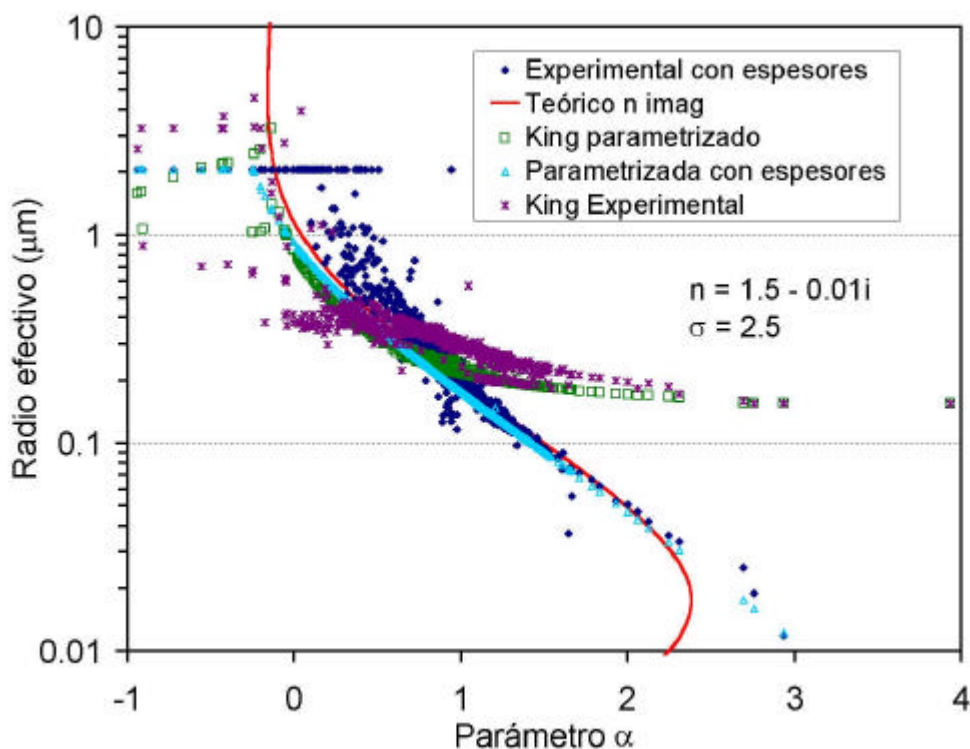


Figura VI.17: Relación entre radio efectivo y parámetro α , superponiendo los resultados obtenidos mediante la inversión de King.

VI.2.1.2. Parámetro de asimetría y albedo de scattering simple

Procedemos ahora a analizar las evoluciones de otros parámetros de carácter radiativo y relacionarlos también con los parámetros físicos estudiados, en concreto, el radio efectivo de las distribuciones de tamaños de aerosoles que hemos calculado.

Parámetro de asimetría

Comenzamos con la evolución del parámetro de asimetría (Figura VI.18) calculado en 500 nm (téngase en cuenta que este parámetro depende ligeramente de la longitud de onda) a lo largo del periodo de medida con el Li-Cor en El Arenosillo. Tanto en ella como en la evolución diaria (Figura VI.19), podemos comprobar que los valores menores han sido medidos al final del periodo, así como que tenemos las mayores desviaciones en los casos correspondientes a las mayores variaciones diarias de parámetro α de Angström o espesor óptico de aerosoles: durante las medidas de los últimos veranos. El valor medio del parámetro de asimetría g es de 0.67 ± 0.04 . Se observa que los obtenidos con el espesor óptico de aerosoles parametrizado son ligeramente más bajos.

También se muestra (Figura VI.20) el histograma de frecuencias relativas de los valores calculados con el espesor óptico de aerosoles experimental, en el que se obtiene una distribución de valores que empiezan a crecer hacia 0.62, pasan por el máximo de 0.7 y vuelven a bajar. No se encuentran valores superiores a 0.74, pero este es un efecto inherente al método utilizado. Realmente, en la barra final de 0.74 están contenidos los valores superiores a éste que no hemos podido obtener por el método.

Con el ánimo de relacionar parámetros ópticos y parámetros físicos de los aerosoles en el área de estudio, estudiamos la relación entre el parámetro de asimetría y el parámetro α , obteniendo que el

parámetro de asimetría decrece con el α en las ventanas de no absorción (Figura VI.21). De esta relación se obtiene una expresión de tercer grado mediante una muy buena correlación (que se muestra en la figura). Los valores para parámetros α bajos se agrupan en g debido a que el método no puede reproducir los espesores ópticos de aerosoles. De esta manera, volvemos a tener una forma sencilla de obtener un parámetro radiativo, complicado de calcular a través de la teoría de Mie, del tipo de aerosol que estamos midiendo. Observamos que esta expresión parametrizada recién calculada tiene un mejor comportamiento que el valor teórico esperado, especialmente en los valores altos del parámetro α de Angström.

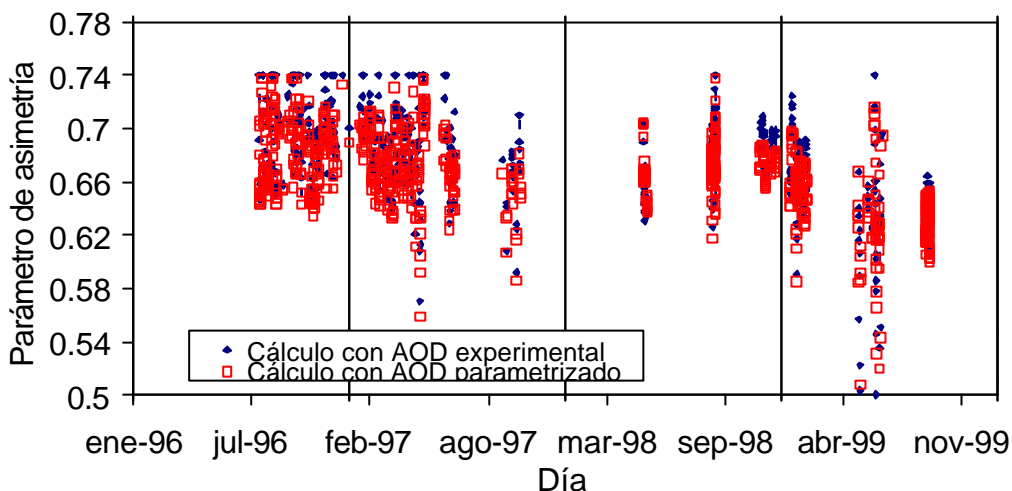


Figura VI.18: Evolución del parámetro de asimetría calculado a 500 nm, obtenido de la distribución determinada a partir del espesor óptico de aerosoles experimental (puntos) y del parametrizado por la fórmula de Angström (cuadrados).

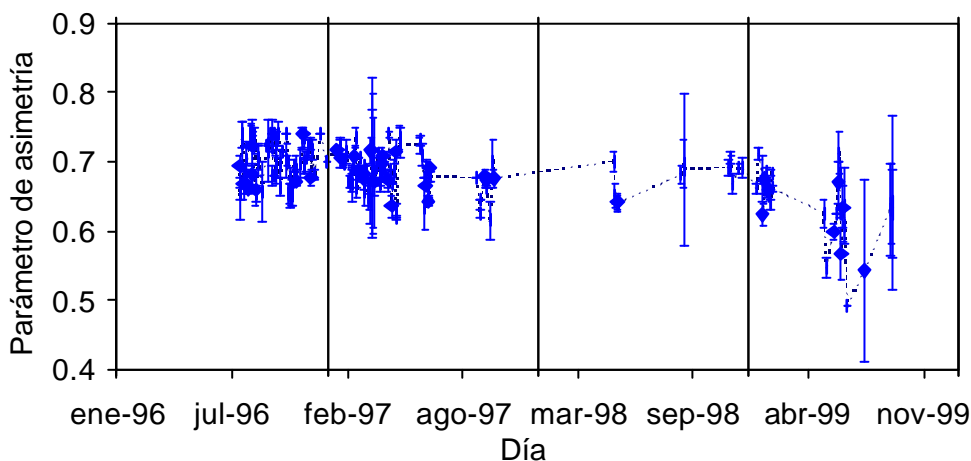


Figura VI.19: Medias diarias y desviaciones del parámetro de asimetría calculado a 500 nm, obtenido de la distribución determinada a partir del espesor óptico de aerosoles experimental.

Esta expresión que mostramos es una extensión a todo el periodo de medida de la que se mostraba en [Cachorro et al., 2000 a]. Allí, la expresión se aplicaba a los años 1996 y 1997, y resultaba ser:

$$g = 0.006 \alpha^3 - 0.040 \alpha^2 - 0.036 \alpha + 0.7384$$

con una R^2 de 0.939, como vemos, muy parecida (si bien los valores más bajos, como observamos en la Figura VI.20, aún no habían aparecido).

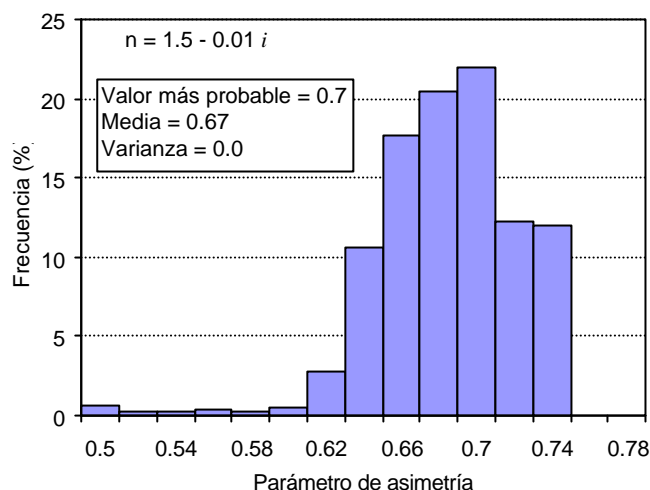


Figura VI.20: Histograma de frecuencias relativas del parámetro de asimetría calculado a 500 nm obtenido de la distribución determinada a partir del espesor óptico de aerosoles experimental.

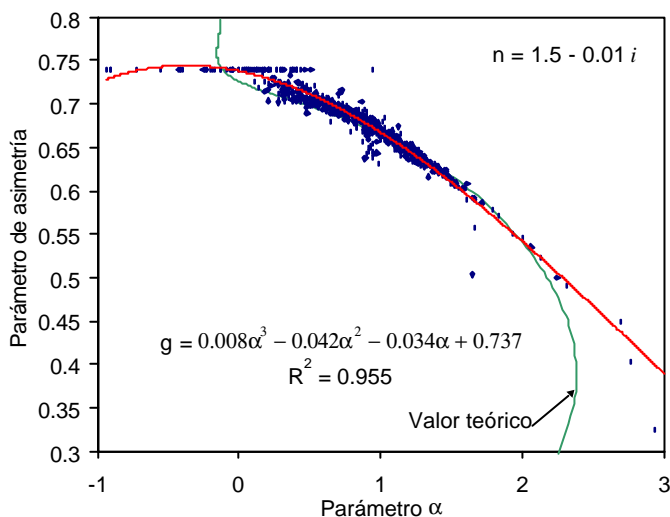


Figura VI.21: Relación del parámetro de asimetría y del parámetro α de Angström y ajuste obtenido, para todo el periodo de medida 1996-1999 con el Li-Cor en El Arenosillo. Se superpone el valor teórico calculado.

Conviene comparar con las medidas obtenidas por el Grupo de Óptica Atmosférica durante el año 1995 en una zona (Boecillo, cerca de Valladolid) con aerosol continental predominante, presentadas en [Vergaz, 1997, Durán, 1997, Cachorro et al. 2000,b], cuya parametrización era:

$$g = 0.005 \alpha^3 - 0.020 \alpha^2 - 0.025 \alpha + 0.71$$

como vemos, con una componente cuadrática menor, pero bastante parecida a la obtenida (pues se aplica en ambos casos el mismo método de pseudoinversión). La diferencia principal estaba en los valores, que se producían en un intervalo más bajo: (0.4, 0.7) con muchos más valores entre 0.5 y 0.6. Podemos deducir que la obtención de valores más bajos es característica del aerosol continental.

En este último artículo y en [Durán, 1997] se analizó, por otro lado, la variación del parámetro de asimetría con la longitud de onda para algunos casos específicos de turbiedades bajas, medias y altas, demostrándose una dependencia muy débil (y decreciente) con la longitud de onda, ligeramente mayor para valores de turbiedad bajos, los cuales corresponden a bajos parámetros de asimetría. En estos primeros cálculos se apreció que dos espectros que generan la misma turbiedad en 500 nm dan diferente parámetro de asimetría dependiendo del valor de su pendiente con la longitud de onda, en definitiva, del valor de α . De ahí que nos hayamos centrado en esta dependencia, que parece tener mayor importancia.

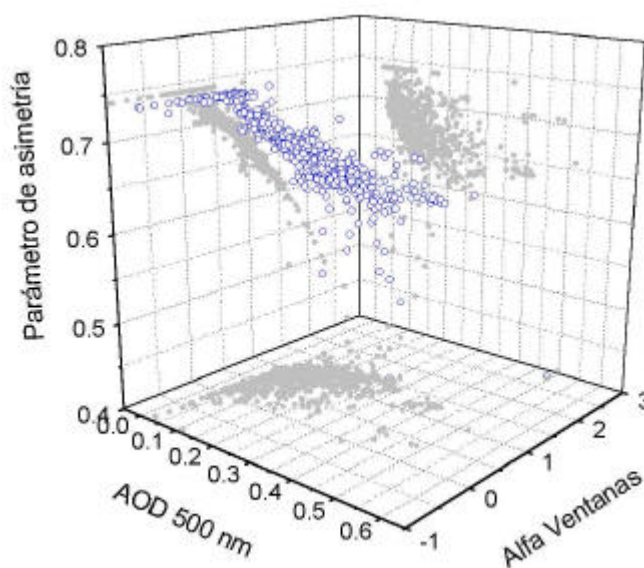


Figura VI.22: Relación del parámetro de asimetría y del espesor óptico de aerosoles en 500 nm y el parámetro α de las ventanas de no absorción, para todo el periodo de medida 1996-1999 con el Li-Cor en El Arenosillo.

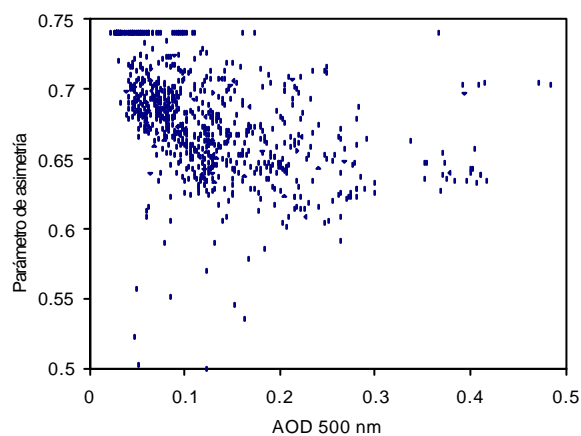


Figura VI.23: Relación del parámetro de asimetría y del espesor óptico de aerosoles en 500 nm, para todo el periodo de medida 1996-1999 con el Li-Cor en El Arenosillo.

Finalmente, mostramos la relación entre el parámetro de asimetría y el espesor óptico de aerosoles en 500 nm, observando que en general a medida que éste crece, el parámetro de asimetría baja. Aquí lo relacionamos también con el parámetro α obtenido en las ventanas de no absorción (Figuras VI. 22 y 23).

De nuevo la idea subyacente es aprovechar los análisis del capítulo V para deducir los valores propios de cada tipo de aerosol. Los valores más altos de espesor óptico que coinciden con los del parámetro α en las ventanas de alrededor de 1, correspondientes a aerosoles continentales (para ello se visualiza la representación tridimensional), aparecen con valores del parámetro de asimetría entre 0.6 y 0.65 (donde vemos también una agrupación que se sale de la tendencia en la representación de g en función del parámetro α , análoga a la que vimos con el radio efectivo. Parece que el aerosol continental sistemáticamente rompe las tendencias). Algunos casos correspondientes a aerosol desértico, en cambio, tienen un parámetro de asimetría mayor (de 0.7 aproximadamente). Los aerosoles árticos predominantemente concentran sus valores en 0.7 - 0.75. Esto significa que el *scattering* de las partículas continentales es muy direccional, mientras el de las árticas es menos dependiente de la dirección. Los demás tipos de aerosol distribuyen sus valores por todo el rango, en especial los marítimos.

Albedo de *scattering* simple

Observamos en las siguientes Figuras VI.24, 25 y 26 la evolución del albedo de *scattering* simple y de sus medias y desviaciones diarias. El valor medio del albedo de *scattering* simple, ω_0 , es de 0.92 ± 0.04 . De nuevo en la evolución diaria podemos comprobar que los valores menores promedios han sido medidos al final del periodo, así como que tenemos las mayores desviaciones en los casos correspondientes a las mayores variaciones diarias de parámetro α de Angström o espesor óptico de aerosoles: durante las medidas de los últimos veranos. Hay una cantidad de valores que llegan al límite mínimo que podemos medir, que corresponden con los que llegaron al límite superior de radios efectivos que podemos obtener con nuestro método.

En cuanto a las frecuencias relativas se obtiene una distribución de valores crecientes hacia 0.95. Pero en este caso se han eliminado los valores que llegan al límite inferior, no están representados, con lo que hay que tener en cuenta que hasta un 10% de valores van a aparecer en categorías por debajo de las mostradas (pero a las que no podemos acceder con nuestro método).

En este caso, la distribución del albedo de *scattering* simple parece ser simétrica con centro alrededor del parámetro $\alpha = 1$ (Figura VI.27). En efecto, superponiendo lo que se obtiene en el caso de los aerosoles que el Grupo de Óptica Atmosférica midió durante el año 95 en una zona puramente continental (Boecillo, cerca de Valladolid), es decir, un tipo de aerosol que apenas ha aparecido en nuestro caso [Durán, 1997], se establece una diferencia entre ambos tipos de aerosoles [Vergaz, 2000], distribuyéndose los continentales por los valores mayores de α , completando la curva, siendo el rango de valores de albedo de 0.75 a 0.85 primordialmente. La parametrización obtenida en Valladolid (para compararla con la representada) era $\omega_0 = -0.024\alpha^3 + 0.038\alpha^2 + 0.015\alpha + 0.900$. Los términos cúbico y cuadrático eran mayores, tratando de ajustar los valores más bajos característicos de este otro lugar de medida. Esta representación parece adecuada, pues, para poder distinguir estos dos tipos de aerosoles.

La relación con el espesor óptico de aerosoles (que se muestra integrada en la figura tridimensional VI.28) origina conclusiones similares en cuanto a los tipos de aerosoles, distinguiendo además las mayores turbiedades (casos de aerosoles desérticos) para albedos de valor 0.91-0.92, y demostrando que los aerosoles árticos (con las turbiedades menores) ocupan principalmente el rango de valores del albedo entre 0.88 a 0.92, es decir, prácticamente todo el rango (0.88 a 0.94) que por cierto ocupan también los valores del aerosol marítimo.

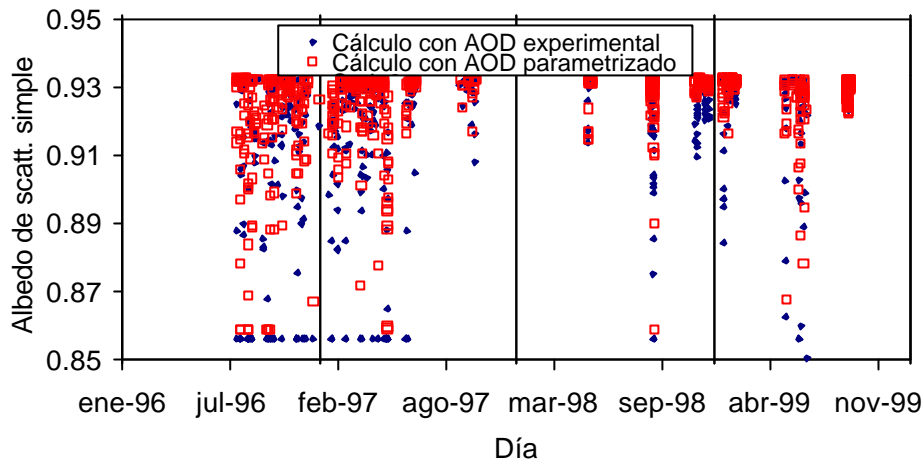


Figura VI.24: Evolución del albedo de *scattering* simple calculado a 500 nm, para los dos cálculos expuestos en este capítulo: utilizando las medidas del Li-Cor 1800: con el espesor óptico de aerosoles experimental (puntos) y el parametrizado por la fórmula de Angström (cuadrados vacíos).

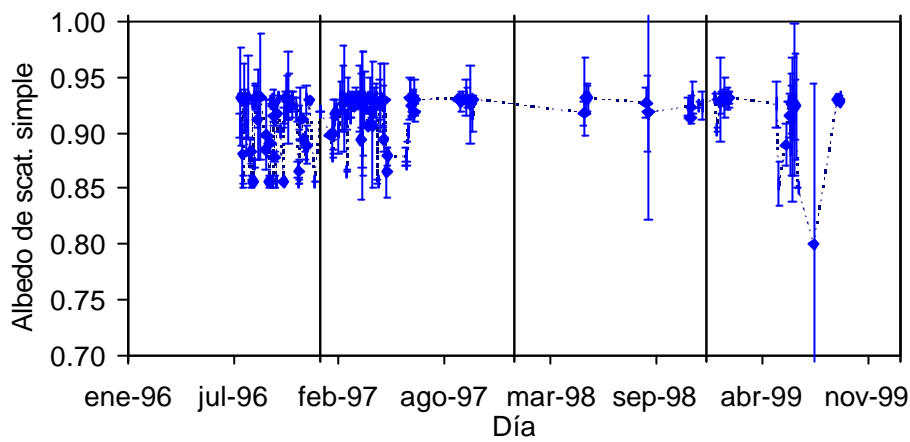


Figura VI.25: Medias diarias y desviaciones del albedo de *scattering* simple calculado a 500 nm, obtenido con el espesor óptico de aerosoles experimental.

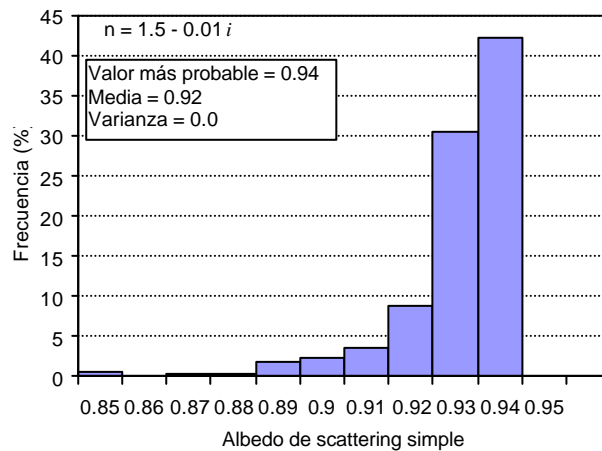


Figura VI.26: Histograma de frecuencias relativas del albedo de *scattering* simple calculado a 500 nm calculado con el espesor óptico de aerosoles experimental.

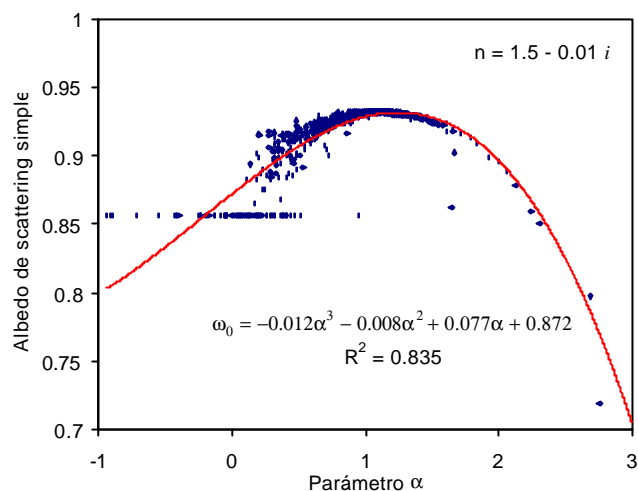


Figura VI.27: Relación del albedo de *scattering* simple y del parámetro α de Angström y ajuste obtenido, para todo el periodo de medida 1996-1999 con el Li-Cor en El Arenosillo.

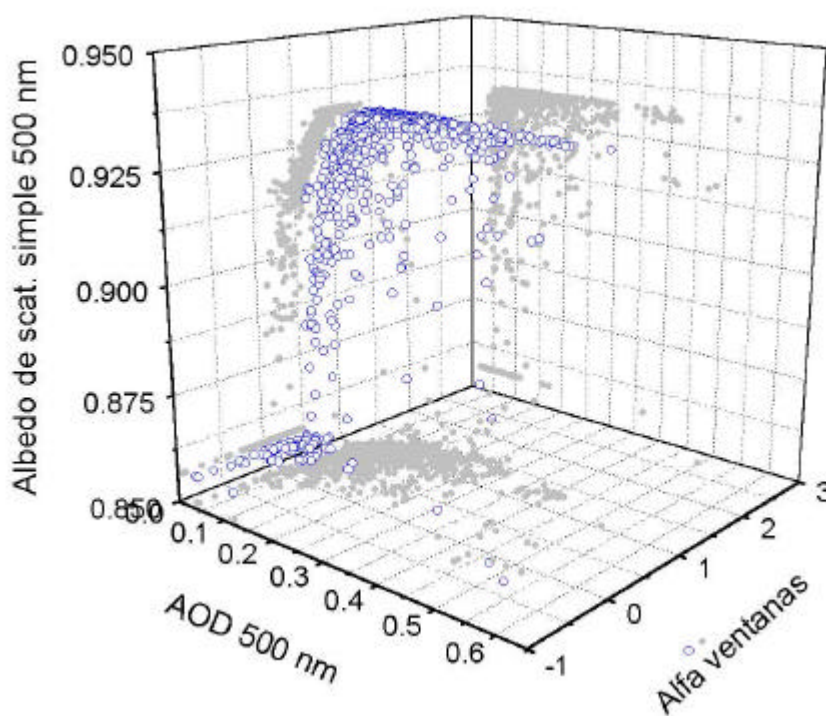


Figura VI.28: Relación del albedo de *scattering* simple y del espesor óptico de aerosoles en 500 nm y el parámetro α de Angström, para todo el periodo de medida 1996-1999 con el Li-Cor en El Arenosillo.

Resumimos los valores obtenidos en la Tabla VI.1, donde sólo se muestran los valores obtenidos para el cálculo realizado sobre el espesor óptico de aerosoles experimental en las doce longitudes de onda descritas:

Índice imaginario	Radio Efectivo (μm)	Parámetro de asimetría	de Albedo de scatt. simple
medias	0.28	0.67	0.92
desviación	0.22	0.04	0.03
máximo	1.69	0.73	0.93
mínimo	0.01	0.28	0.42
varianza	0.05	0.00	0.00
moda	0.12	0.64	0.93

Índice real	Radio Efectivo (μm)	Parámetro de asimetría	de Albedo de scatt. simple ²
medias	0.27	0.65	1.00
desviación	0.18	0.03	0.00
máximo	1.20	0.69	1.00
mínimo	0.01	0.29	1.00
varianza	0.03	0.00	0.00
moda	0.18	0.65	1.00

Tabla VI.1: Resumen estadístico de los valores microfísicos y radiativos de las distribuciones de aerosoles obtenidas con el algoritmo de pseudoinversión del GOA-UVA en índice real e imaginario para el Li-Cor 1800 en el periodo 1996-1999 en El Arenosillo.

Finalmente recogemos una tabla (Tabla VI.2) con los valores característicos de cada parámetro en función del tipo de aerosol.

	Radio Efectivo (μm)	Parámetro de Asimetría (500 nm)	Albedo de <i>scattering</i> simple (500 nm)
Árticos	0.3 a 0.5	0.7 a 0.75	0.88 a 0.92
Continetales	0.1 a 0.2	0.6 a 0.65	0.75 a 0.85
Desérticos	0.5 a 1.2	0.7	0.91 a 0.92
Marítimos	0.1 a 0.5	0.5 a 0.75	0.88 a 0.94

Tabla VI.2: Resumen de los intervalos característicos de los parámetros microfísicos y radiativos de cada tipo de aerosol medido con el Li-Cor 1800 en el periodo 1996-1999.

VI.2.2. Resultados del año 2000 obtenidos con las medidas del Cimel

En cuanto al Cimel de El Arenosillo, para los parámetros radiativos-físicos de aerosoles disponemos de los datos que al nivel 1.0 suministra AERONET. Este nivel no es depurado por calibración, pero ninguno de estos productos se ofrece en otro nivel de calidad. Recuérdese que los datos analizados del espesor óptico en el capítulo anterior eran los del nivel 2.0. Mostramos los resultados relativos a los datos del Cimel #48, cuyos parámetros de turbiedad ya han sido estudiados y podremos contrastarlos en este apartado con los microfísicos.

² En este caso, evidentemente, los valores se deben a que no existe absorción de radiación.

Los productos que aquí mostramos los hemos calculado a partir de los que suministra AERONET, en concreto, de la distribución de tamaños de aerosoles obtenida por el método de O. Dubovik [Dubovik et al., 2000], que es en general bimodal y presenta un modo de partículas finas por debajo de $0.35 \mu\text{m}$, y uno de partículas gruesas por encima de ese valor. Conviene resaltar el hecho de que las distribuciones de tamaños se calculan sólo si se cumplen ciertas condiciones en las medidas, que sirven ya como filtro, desechándose las afectadas por variabilidad debida a nubosidad, por ejemplo.

Cuando hagamos este análisis en los capítulos VII y VIII, las medidas del Cimel #114 no serán tenidas en cuenta en valor absoluto, pero sí serán consideradas sus tendencias relativas y evoluciones.

En este apartado, pues, mostramos sólo valores **entre el 16 de febrero y el 9 de julio de 2000**.

VI.2.2.1. Carácter de las distribuciones: radios efectivos y modos predominantes

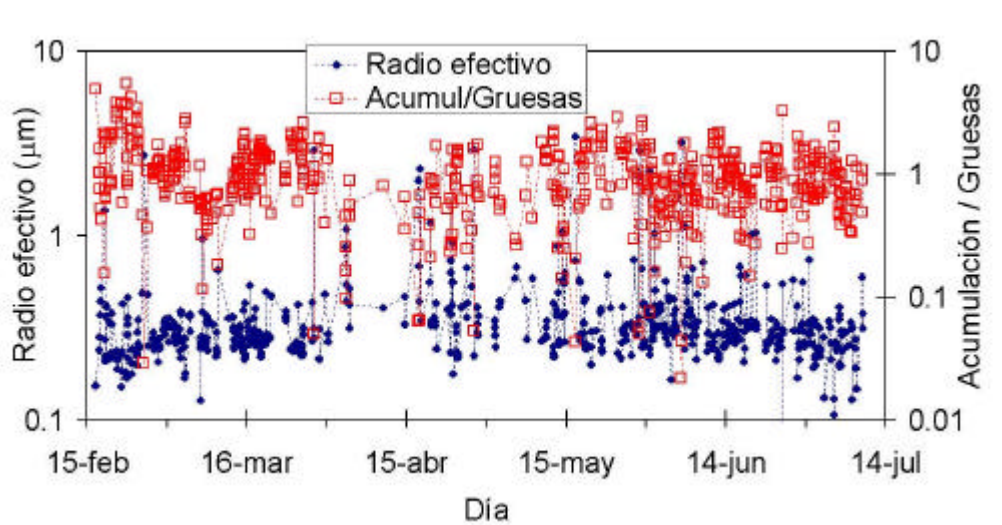


Figura VI.29: Evolución del radio efectivo (en μm) y de la razón entre los modos de acumulación y de partículas gruesas de las distribuciones de tamaños obtenidas con el método de Dubovik, para las medidas realizadas por el Cimel #48 en El Arenosillo, en el periodo 16 de febrero - 9 de julio de 2000.

El análisis de la evolución de los valores puntuales del radio efectivo nos da el mismo rango que habíamos obtenido con los datos del Li-Cor, con valores muy similares, entre 0.1 y $1 \mu\text{m}$. Hay varias ocasiones, en la evolución del radio efectivo (Figura VI.29), en que se supera ocasionalmente el valor de $1 \mu\text{m}$. En general, parece haber una tendencia creciente en primavera, acompañada de una mayor falta de datos por días lluviosos. Esta tendencia se vuelve decreciente acercándose el verano. Hay que esperar a los futuros datos del Cimel en este lugar de medida para poder deducir alguna estacionalidad en ellos, y si se continúa la detectada con los datos del Li-Cor.

Cuando representamos la razón entre los pesos del modo de acumulación y el modo de partículas gruesas, a partir de las distribuciones de tamaños obtenidas por el método de Dubovik, observamos en la gráfica de evolución que hay muchas ocasiones en los primeros meses (fin del invierno) y los últimos (inicio de verano) en que predomina el modo de partículas gruesas (la razón es menor que 1). Comprobaremos en el capítulo VII cómo estos episodios coinciden con las entradas de aerosoles desérticos. Estas tendencias se aprecian mejor en las medias diarias representadas en la Figura VI.30. Como vemos, las desviaciones mayores están acompañadas de posteriores cambios en el radio efectivo. Esto indica que los días con mayor variación en las características del aerosol coinciden con entradas de tipos de aerosoles distintos.

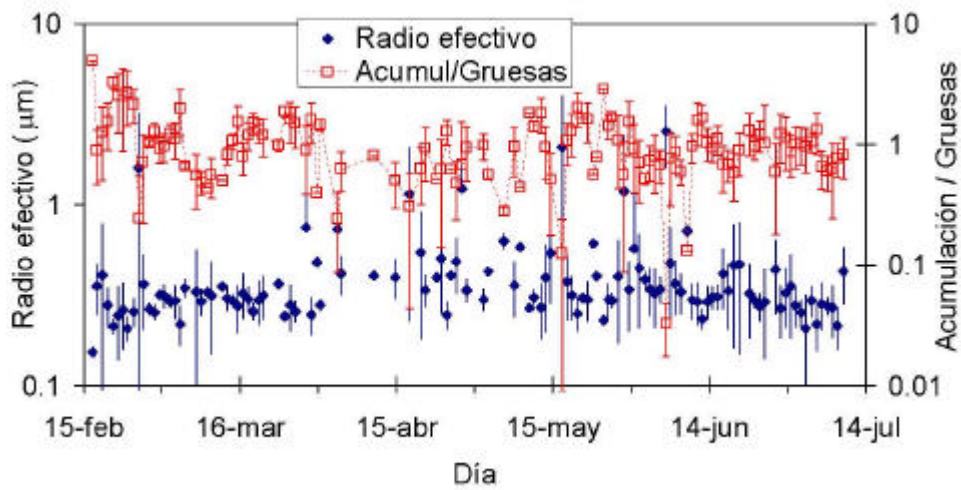


Figura VI.30: Evolución de las medias diarias (con sus desviaciones) del radio efectivo (en μm) y de la razón entre los modos de acumulación y de partículas gruesas de las distribuciones de tamaños obtenidas con el método de Dubovik, para las medidas realizadas por el Cimel #48 en El Arenosillo.

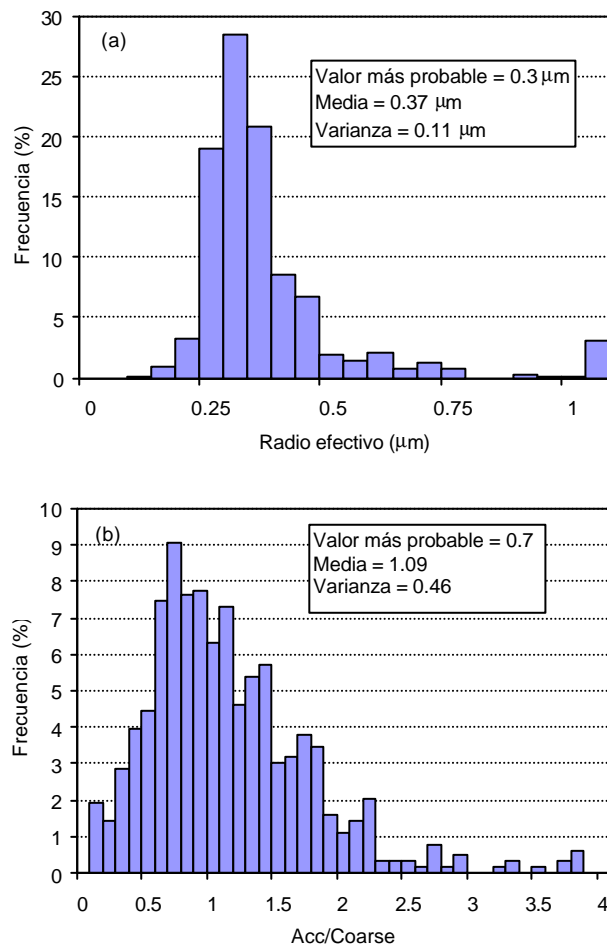


Figura VI.31: Histograma de frecuencias relativas (%) del radio efectivo (a) y de la relación entre los modos de acumulación y de partículas gruesas (b) en las distribuciones de tamaños obtenidas con el método de Dubovik para todo el periodo de medida del Cimel #48 en El Arenosillo.

En el histograma de frecuencias del radio efectivo (Figura VI.31) se comprueba cómo la mayor parte de los valores entran en el intervalo entre 0.25 y 0.5 μm , con una media de $0.37 \pm 0.34 \mu\text{m}$. Las distribuciones que están caracterizándose en AERONET contienen, de momento, partículas más pequeñas que las que obteníamos con nuestro método con las medidas del Li-Cor. Hay también una buena cantidad de medidas con radios efectivos más grandes de 1 μm .

Por otro lado, en el histograma de valores de la razón entre los modos, comprobamos que prácticamente la mitad de los casos están cumpliendo que el modo predominante es el de partículas gruesas (el cociente <1 se cumple para el 46.4 % de los casos). A su vez, la media es de 1.09. Queda claro, pues, que en este periodo también hay una importante mezcla en los tipos de aerosoles obtenidos.

La correlación aparece si representamos el radio efectivo de las distribuciones en función del peso de los modos (Figura VI.32). Así, un modo predominante de partículas gruesas incrementa el radio efectivo, como era de esperar. La dispersión que aparece en la gráfica indica la mezcla: varias distribuciones de tamaños distintas, con modos de acumulación y de partículas gruesas de diferentes alturas, dan lugar a similares radios efectivos.

Como en el caso del Li-Cor, se intenta de nuevo encontrar a qué parámetros corresponde cada tipo de aerosol, para caracterizar utilizando las medidas del Cimel los tipos de aerosoles distintos que tenemos. Se utiliza de nuevo el análisis espectral que se realizó en el capítulo V.

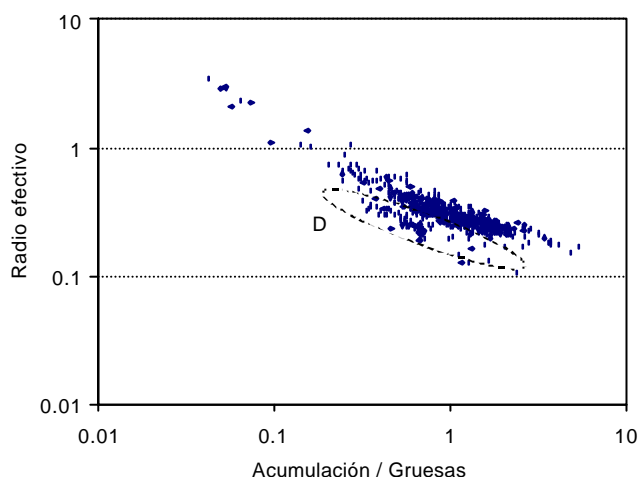


Figura VI.32: Relación entre el radio efectivo (en μm) y la razón entre los modos de acumulación y de partículas gruesas en las distribuciones de tamaños obtenidas con el método de Dubovik para todo el periodo de medida del Cimel #48 en El Arenosillo.

Así, si se representa junto a la Figura VI.32 el espesor óptico de aerosoles en 440 nm se descubre que los valores más altos del mismo coinciden con la zona de la figura marcada con D, indicando que los aerosoles de tipo desértico siguen una tendencia más baja en la representación, de modo que se consigue el mismo radio efectivo con distribuciones en las que predomina un modo de partículas más gruesas. Además, su radio efectivo parece abarcar entre 0.1 y 0.4 μm .

Siguiendo con el estudio, recordando que según vimos en el capítulo V entre el espesor óptico en 440 nm y el parámetro α de Angström en el par (670-870 nm) conseguimos distinguir prácticamente todos los tipos de aerosol presentes, hacemos las representaciones pertinentes para conseguir esta determinación aplicada al radio efectivo (Figuras VI.33 y 34, en las que se han marcado las diferentes

agrupaciones que corresponden a cada tipo de aerosol: nuevamente, A para árticos, C para continentales, D para desérticos).

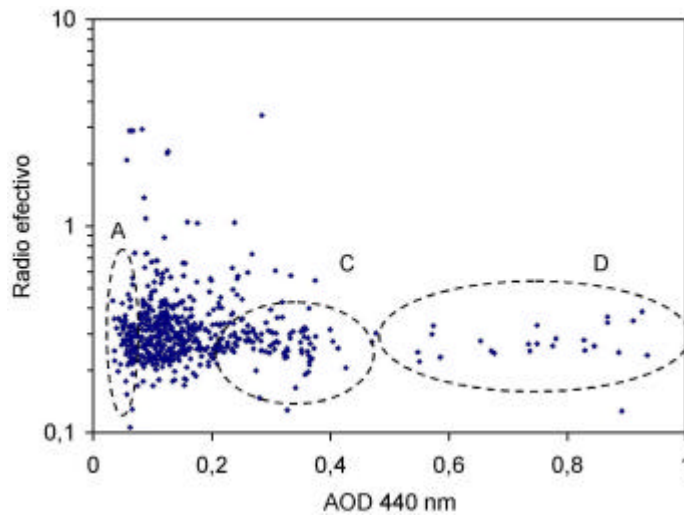


Figura VI.33: Relación entre el radio efectivo (en μm) y el espesor óptico de aerosoles en 440 nm para todo el periodo de medida del Cimel #48 en El Arenosillo.

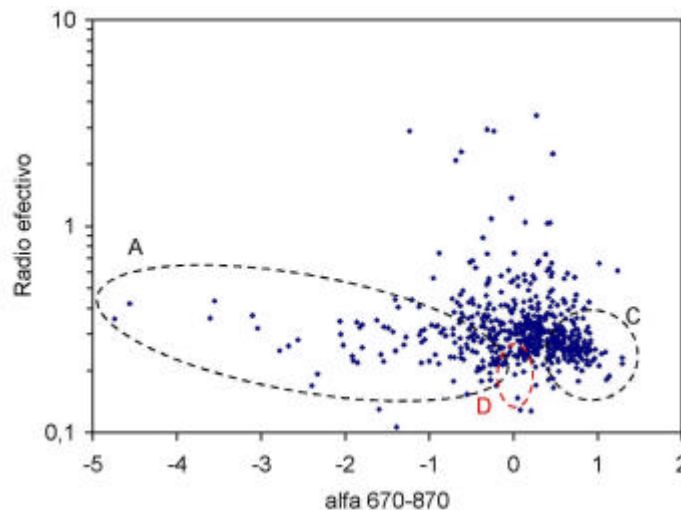


Figura VI.34: Relación entre el radio efectivo (en μm) y el parámetro α de aerosoles en el par (670-870 nm) para todo el periodo de medida del Cimel #48 en El Arenosillo.

La representación del radio efectivo en función del espesor óptico de aerosoles a 440 nm (Figura VI.33) también denota que las distribuciones de tamaños que corresponden a un tipo de aerosol desértico (los que provocan los mayores AOD) tienen un radio efectivo entre 0.1 y 0.4 μm , reforzando el resultado de la figura anterior. Sin embargo, las distribuciones en las que se han dado los menores espesores ópticos toman un amplio rango de valores de radio efectivo, por lo que cabe deducir que los aerosoles árticos acaban generando un rango de radios efectivos de 0.1 a 0.6 μm . Representando conjuntamente con el cociente entre modos (no mostrado) obtenemos que el aerosol ártico puede estar compuesto por partículas tanto predominantemente más gruesas como más finas (la relación de modos de acumulación y partículas gruesas se produce entre 0.1 y 2.5). Finalmente el aerosol continental, con espesores entre 0.2 y 0.5, está contenido en un rango menor de radio efectivo: entre 0.2 y 0.3 μm .

El parámetro α en (670-870 nm) (Figura VI.34) nos indica de nuevo, mediante los valores más negativos, dónde se distribuyen los valores del radio efectivo para el aerosol ártico, preferentemente entre 0.1 y 0.6 μm , confirmando el resultado anterior. Los valores de α cercanos a cero del aerosol desértico se confunden en esta representación con el aerosol marítimo, que se distribuye con una fuerte dispersión entre 0.2 y 0.9 μm . Los valores más positivos del parámetro nos suministran información de los aerosoles continentales, si van unidos a valores también altos del espesor óptico (en 440 nm entre 0.2 y 0.5). La agrupación de valores se produce según aumenta el parámetro α en (670, 870 nm), para radios efectivos entre 0.2 y 0.3 μm , con una ligera tendencia decreciente según crece el parámetro. En cuanto a la relación entre modos, se observa una agrupación entre 1 y 2, con una ligera tendencia creciente con el parámetro α en 670-870 nm y una mayor dispersión. Esto indica que el tipo de aerosol continental tiene predominantemente un modo de partículas finas, aunque hemos encontrado casos con partículas gruesas entre esa dispersión de valores.

Por lo tanto, el radio efectivo de la distribución parece ser un parámetro bastante confuso para distinguir por sí solo el tipo de aerosol con estas medidas. En este caso, es la combinación del mismo con otros parámetros la que nos permite hacer alguna clasificación.

VI.2.2.2. Otros parámetros radiativos: índice de refracción, albedo de scattering simple

Procedemos a averiguar las tendencias y relaciones con otros parámetros radiativos que nos proporciona AERONET a partir del algoritmo de Dubovik, con las medidas del Cimel #48 en la zona de estudio.

Índice de refracción

Uno de los productos que el algoritmo de Dubovik calcula es el del índice de refracción de las partículas que generaron la extinción (ver [Dubovik and King, 2000]). Observamos en la Figura VI.35 los valores medios y desviaciones cuadráticas de los calculados para el periodo descrito en El Arenosillo en las cuatro longitudes de onda medidas. Los valores de la parte real del índice de refracción son ligeramente crecientes con la longitud de onda, con valores medios entre 1.41 y 1.48. Los valores de la parte imaginaria, que da cuenta de la absorción de la luz por parte de la partícula, son mucho menos dependientes de la longitud de onda y varían en torno a 0.03. En el infrarrojo se produce la mayor absorción (a 1020 nm), en 670 nm la menor. La mayor variabilidad de valores se da en 440 nm para la parte real y en 1020 nm para la parte imaginaria.

Como vemos, los valores detectados por el algoritmo de Dubovik son ligeramente distintos a los que habíamos supuesto como medios en nuestra zona de estudio. Si bien la parte real es un poco menor, la parte imaginaria es mayor y conlleva una capacidad de absorción de radiación bastante importante. Esto puede significar que los aerosoles medidos en la zona de estudio pueden estar fuertemente afectados por un grado de contaminación. No obstante, la poca extensión del periodo de medida no permite ser concluyentes a este respecto, y es preferible tener un par de ciclos estacionales completos para dar como medias típicas de la zona de estudio los valores medios obtenidos, aquí provisionales. Además, en el futuro conviene apoyar estas medidas con otras cuyos fundamentos químicos permitan

resolver la procedencia de este supuesto contaminante, que puede demostrar que la influencia de los emisores antropogénicos es mayor que lo que habíamos supuesto.

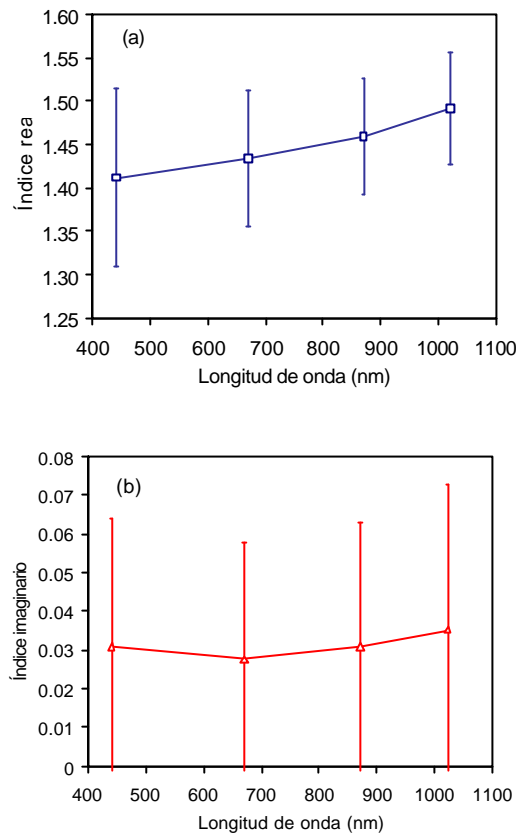


Figura VI.35: Índice de refracción medio de las partículas y desviación cuadrática del mismo en función de la longitud de onda para todas las medidas del Cimel #48 en El Arenosillo. (a) Parte real, (b) parte imaginaria.

La relación entre la parte imaginaria del índice de refracción y los parámetros de turbiedad nos puede dar información suficiente acerca de la capacidad de absorción de radiación de cada tipo de aerosol (ver por ejemplo [Patterson et al., 1977; d'Almeida, 1987; d'Almeida et al., 1991; Hess et al., 1998]).

En la parte imaginaria del índice a 440 nm aparecen unos valores agrupados en 0.25, lo que es efecto de los límites que se imponen en el algoritmo de Dubovik al índice de refracción (unidos a los valores de 1.33 y 1.65 para la parte real también a 440 nm). Si representamos la misma en función de los dos parámetros que nos permiten distinguir el tipo de aerosol más claramente (espesor óptico de aerosoles en 440 nm y parámetro α en el par 670-870 nm), descubrimos las características absorbentes básicas de algunos de los tipos de aerosoles medidos (Figura VI.36).

En concreto:

- cuando tenemos mayores valores de turbiedad, unidos a parámetros α muy cercanos a 0, ambos típicos de aerosol desértico, el índice de refracción imaginario es casi nulo. Los casos de aerosol desértico medidos indican que durante estos episodios el aerosol predominante no absorbe radiación. Esto es contrario a lo esperado, lo que indica que posiblemente las mayores turbiedades vengán asociadas a más de un tipo de aerosol. No obstante, el resto de parámetros y el capítulo VIII confirman el origen desértico de este tipo de aerosol.

- Por otro lado, los valores positivos más altos del parámetro α en 670-870 nm caracterizan a los aerosoles continentales. El valor de la parte imaginaria del índice en 440 nm tiene una elevada dispersión entre 0 y 0.08, pero los valores se agrupan preferentemente entre 0 y 0.02.
- Finalmente, para los aerosoles árticos descubrimos los valores más pequeños del espesor óptico, asociados como vemos a un amplio rango de valores de la parte imaginaria del índice de refracción, entre 0.005 y 0.16, con una elevada dispersión.

La tendencia clara para el resto de aerosoles, en definitiva, los marítimos, es de ir decreciendo su capacidad de absorber la radiación según se incrementa la turbiedad que generan (el espesor óptico de aerosoles en 440 nm).

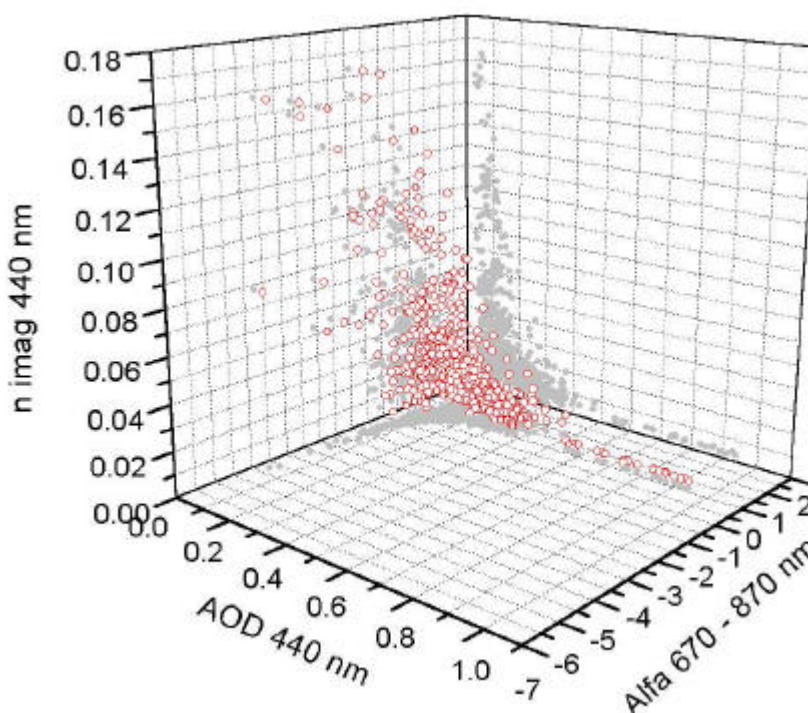


Figura VI.36: Parte imaginaria del índice de refracción de las partículas en 440 nm en función del espesor óptico de aerosoles en 440 nm y del parámetro α en el par 670-870 nm para todas las medidas del Cimel #48 en El Arenosillo.

Albedo de *scattering* simple

La evolución del albedo de *scattering* simple, ω_0 , para 440 nm se muestra en la Figura VI.37, dándose tendencias similares en las demás longitudes de onda. Observamos que a medida que se acerca el verano se obtienen valores más bajos (llegando hasta 0.4), y con mayor variabilidad (entre 0.4 y 1). Ello coincide con lo que obteníamos a partir de nuestras medidas con el Li-Cor en 500 nm utilizando nuestro algoritmo de pseudoinversión: menores valores y mayores variabilidades en verano. No obstante, aquí se llegan a medir valores más altos (de 0.42 a 0.93 en el Li-Cor por 0.49 a 0.98 en el Cimel). La segunda mitad del periodo contiene mayor variabilidad, que se manifiesta en una mayor desviación unida a los valores medios diarios (Figura VI.38).

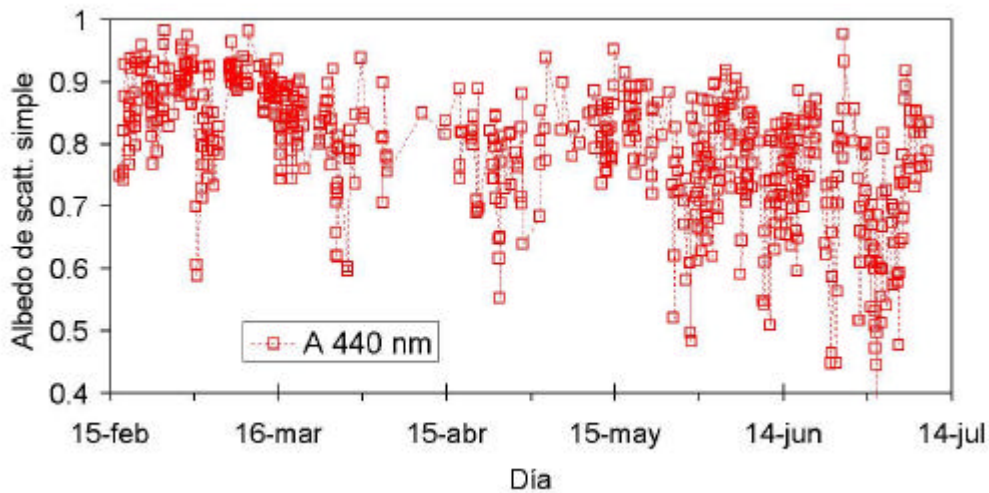


Figura VI.37: Evolución del albedo de *scattering* simple calculado en 440 nm para todas las medidas del Cimel #48 en El Arenosillo.

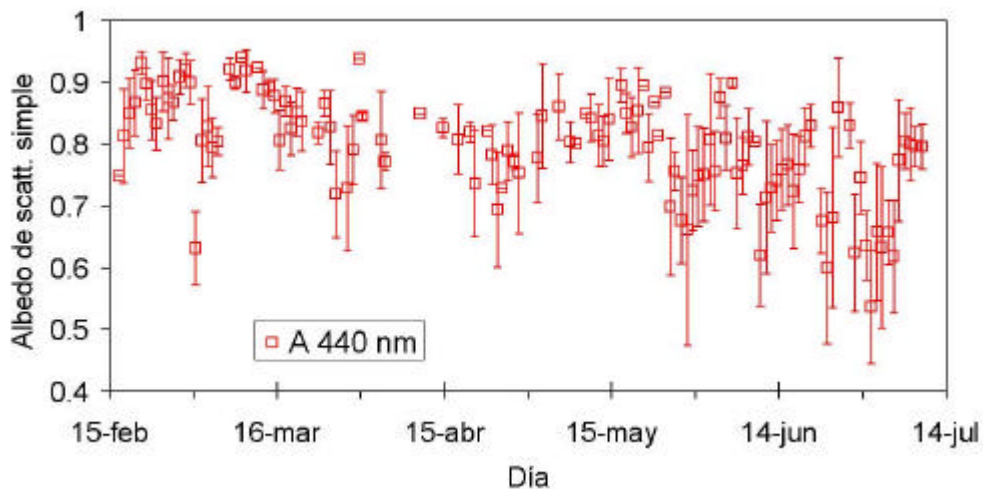


Figura VI.38: Evolución de las medias diarias (y las desviaciones) albedo de *scattering* simple calculado en 440 nm para todas las medidas del Cimel #48 en El Arenosillo.

La distribución de valores, representada en el histograma de frecuencias relativas de la Figura VI.39 es muy similar a la que obtuvimos con las medidas del Li-Cor, con el máximo de nuevo en torno a 0.9. Es de reseñar que aquí sí podemos apreciar las alas de la distribución de valores, debido a las menores restricciones del cálculo con respecto al utilizado en el Li-Cor.

Como comprobación, vemos cómo los parámetros relacionados teóricamente se comportan como es de esperar (Figura VI.40): si la parte imaginaria del índice de refracción es mayor, la capacidad de absorción de la radiación de la partícula es mayor, y el albedo de *scattering* simple es menor, pues es la razón entre absorción y extinción total. La dispersión que observamos en la medida proviene del método: diferentes distribuciones dan varios valores similares de albedo de *scattering* simple,

correspondiendo a un índice de refracción único. La dispersión de los valores de ω_0 es tanto mayor cuanto mayor es la parte imaginaria del índice de refracción.

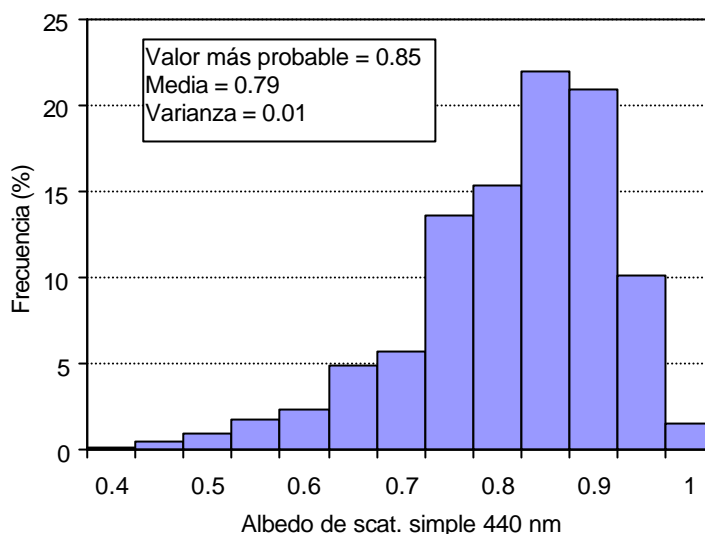


Figura VI.39: Histograma de frecuencias relativas del albedo de *scattering* simple calculado en 440 nm para todas las medidas del Cimel #48 en El Arenosillo.

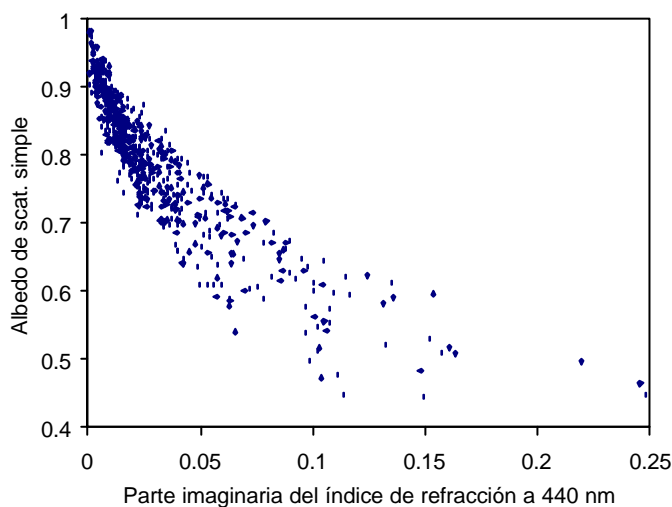


Figura VI.40: Albedo de *scattering* simple en 440 nm en función de la parte imaginaria del índice de refracción para todas las medidas del Cimel #48 en El Arenosillo.

En cuanto a la caracterización de los tipos distintos de aerosoles observando las dependencias con los parámetros de turbiedad, podemos dar una idea de ella en la representación de la Figura VI.41, en la que se ha representado el albedo de *scattering* simple en 440 nm en función del espesor óptico de aerosoles en 440 nm y el parámetro α de 670-870 nm.

Los puntos principales para distinguir los tipos predominantes de aerosol se aprecian claramente agrupados. Así,

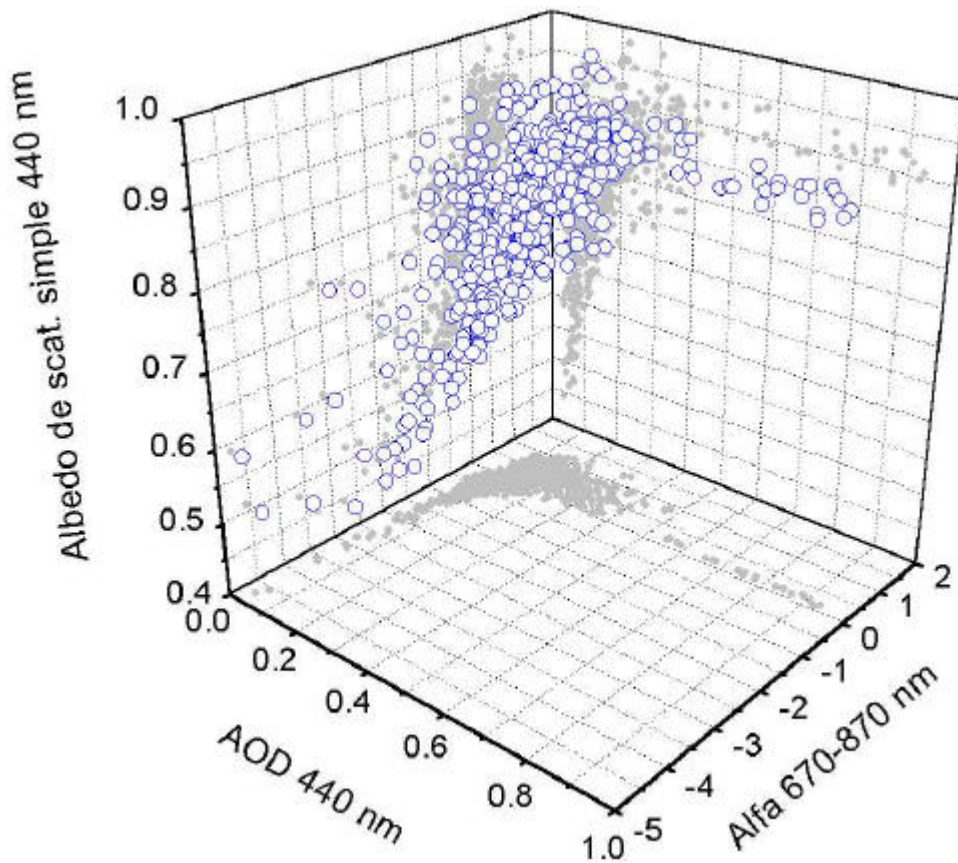


Figura VI.41: Albedo de *scattering* simple en 440 nm en función del espesor óptico de aerosoles en 440 nm y del parámetro α en el par 670-870 nm para todas las medidas del Cimel #48 en El Arenosillo.

- Existe una línea de valores de alto espesor óptico y parámetros α cercanos a 0, correspondiendo a aerosoles desérticos, que conllevan valores de albedo de *scattering* simple en 440 nm de 0.9 a 0.95, valores tan sólo un poco más altos de lo que cabe esperar en este tipo de aerosol (véase [Hess et al., 1998; Torres et al., 1998] y capítulo I). De nuevo comprobamos la característica de que los aerosoles presentes en estos casos son poco absorbentes de radiación.
- Los puntos de espesor óptico más bajo, correspondientes a aerosoles árticos, tienen valores del albedo de *scattering* simple crecientes con el espesor óptico y con los parámetros α , en un rango que va de 0.45 a 0.93, pero con una dispersión muy grande.
- Los valores de aerosol continental se distinguen claramente por contener los parámetros α en 670-870 nm más altos, y en la representación corresponden a unos valores de albedo de *scattering* simple en 440 nm de 0.7 a 0.98. Hay una ligera tendencia en estos valores a crecer con el parámetro α del par 670-870 nm. En el espesor óptico de aerosoles en 440 nm, nuevamente, son los casos en que se rompe la línea creciente.

El resto de puntos se agrupan mayoritariamente en una tendencia creciente exponencial con el espesor óptico de aerosoles en 440 nm, con asíntota en el valor máximo del albedo (1.0), con gran dispersión en función del parámetro α en el par 670-870 nm. Dado el número de puntos debemos asimilar esta agrupación al aerosol marítimo, con valores entre 0.6 y 0.95.

Muy parecidos son los valores, e iguales son las tendencias, en los albedos de *scattering* simple en otras longitudes de onda, si bien se van produciendo dispersiones mayores y una ligerísima bajada de los valores a medida que crece la longitud de onda (si el mínimo del albedo de *scattering* simple en 440 nm era 0.39, es de 0.32 en 1020 nm).

Dado el volumen de este trabajo, no se analizan aquí otros parámetros como el número de las partículas, su volumen, etc. Estas magnitudes, obtenidas con las medidas de los dos instrumentos, serán analizadas en posteriores trabajos.

Resumen

Resumimos todos los resultados anteriores y presentamos también el resumen de los valores que no hemos representado, en otras longitudes de onda, para las distribuciones de tamaños y características radiativas de los aerosoles obtenidas a partir del algoritmo de Dubovik aplicado a las medidas del Cimel #48 en la zona de estudio, en las siguientes tablas (VI.3).

	Radio del máximo	Radio Efectivo (μm)	Acumulación / gruesas
Medias	1.98	0.37	1.09
Desviación	2.93	0.34	0.68
Máximo	15.00	3.44	5.41
Mínimo	0.05	0.08	0.02
Varianza	8.59	0.11	0.46
Moda	0.15	0.36	0.84

<i>Albedo de</i>	440 nm	670 nm	870 nm	1020 nm
<i>scattering simple</i>				
Medias	0.79	0.79	0.76	0.75
Desviación	0.10	0.11	0.13	0.13
Máximo	0.98	0.99	0.99	0.99
Mínimo	0.39	0.39	0.36	0.32
Varianza	0.01	0.01	0.02	0.02
Moda	0.89	0.77	0.74	0.71

<i>Índice de refracción</i>	440 nm	670 nm	870 nm	1020 nm
Medias	1.41-0.03i	1.43-0.03i	1.46-0.03i	1.49-0.04i
Desviación	0.10-0.03i	0.08-0.03i	0.07-0.03i	0.06-0.04i
Máximo	1.60-0.25i	1.60-0.23i	1.60-0.24i	1.60-0.30i
Mínimo	1.33-0.00i	1.33-0.00i	1.35-0.00i	1.34-0.00i
Varianza	0.01-0.00i	0.01-0.00i	0.00-0.00i	0.00-0.00i
Moda	1.33-0.01i	1.60-0.01i	1.60-0.02i	1.60-0.01i

Tabla VI.3: Resumen estadístico de los valores microfísicos y radiativos (albedo de *scattering* simple, índice de refracción) de las distribuciones de aerosoles obtenidas con el algoritmo de Dubovik para el Cimel #48 en el periodo 16 de febrero – 9 de julio de 2000 en El Arenosillo.

En cuanto a la tendencia espectral, como hemos visto, el índice de refracción es creciente con la longitud de onda, tanto en su parte real como en su parte imaginaria, aunque más acusadamente en la primera. Además, la dispersión de valores tiende a decrecer con la longitud de onda. El albedo de *scattering* simple, por su parte, tiene una tendencia decreciente con la longitud de onda, aunque la dispersión de valores aumenta con ella, por el contrario.

En la tabla siguiente (Tabla VI.4) se resumen los rangos encontrados para cada tipo de aerosol en los distintos parámetros. Observamos que la mayor parte de los mismos son muy parecidos a los obtenidos con el Li-Cor, llamando la atención la correspondencia con respecto a los obtenidos entonces en los parámetros radiativos de aerosoles desérticos y continentales.

	Radio Efectivo (μm)	Parte imaginaria del índice de refracción	Albedo de <i>scattering</i> simple
Árticos	0.1 a 0.6	0.005 a 0.16	0.45 a 0.93
Continentales	0.2 a 0.3	0.002 a 0.08	0.7 a 0.98
Desérticos	0.1 a 0.4	Cerca de 0	0.9 a 0.95
Marítimos	0.2 a 0.9	0 a 0.16	0.6 a 0.95

Tabla VI.4: Resumen de los intervalos característicos de los parámetros microfísicos y radiativos de cada tipo de aerosol medido con el Cimel #48 en el periodo 16 de febrero - 9 de julio de 2000.

BIBLIOGRAFÍA

- Ångström, A. (1961) Techniques of determining the turbidity of the atmosphere, *Tellus*, **13**, 214-223.
- Brogniez C., and J. Lenoble (1988) Size-distribution of stratospheric aerosol from SAGE II multiwavelength extinctions, en *Aerosols and Climate*, Ed. P. V. Hobbs and M. P. McCormick, 305-311, A. Deepak, Hampton, Va.
- Bucholtz, A. (1995) Rayleigh-scattering calculations for the terrestrial atmosphere, *Appl. Opt.* **34**, 2765-2773.
- Cachorro, V.E. and L.L. Salcedo (1991) New improvements for Mie scattering calculations, *J. of Electromag. Waves and Appl.*, **15**, 913-926.
- Cachorro, V.E. and A.M. de Frutos (1994), Retrieval of the atmospheric aerosol characteristics from visible extinction data at Valladolid (Spain), *Atmos. Environ.*, **28**, 963-971.
- Cachorro, V.E., P. Durán, A.M. de Frutos (1997) Caracterización del aerosol atmosférico: aplicación a las correcciones atmosféricas, en *Teledetección: usos y aplicaciones*, J.L. Casanova y J. Sanz (ed.) Valladolid: Secretaría de Publicaciones e Intercambio Científico. Universidad de Valladolid. ISBN: 84-7762-693-6.
- Cachorro, V.E., and D. Tanré (1997) The correlation between particle mass loading and extinction: Application to desert dust aerosol estimation. *Remote Sens. Environ.*, **60**, 187-194.
- Cachorro, V.E., R. Vergaz, A.M. de Frutos, M. J. Martín, R. Margarida (1998a) Modelling solar spectral irradiance measurements by a single layer two flux radiative transfer model, *Proceedings of the 25th Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods*, 210-213, Instituto de Astrofísica de Andalucía, CSIC, Granada (Spain).
- Cachorro V.E., P. Utrillas, R. Vergaz, P. Durán, A.M. de Frutos, J.A. Martinez-Lozano (1998b) A study about the atmospheric water vapor content determination in the 940 nm band using moderate spectral resolution measurements of direct solar irradiance, *Appl. Opt.*, **37**, 4678-4689.
- Cachorro, V.E., P. Durán, R. Vergaz, S. Hernández, A.M. de Frutos (2000a) Ground-based extinction measurements for the evaluation, spectral behavior and comparative analysis of the aerosol angstrom coefficient to SeaWIFS applications in the Gulf of Cadiz (Spain). *Proceedings of the IRS2000*.
- Cachorro, V. E., R. Vergaz, P. Durán, A. M. de Frutos (2000b) Columnar physical and radiative properties of atmospheric aerosols in north central Spain, *J.Geoph. Res.*, **105** (D6), 7161-7175.
- Cheney, W. and D. Kincaid (1980) *Numerical Mathematics and Computing*, Brooks/Cole Publishing Company, CAL (USA).
- D'Almeida, G.A. (1987) On the variability of desert dust radiative characteristics, *J. Geophys. Res.*, **92**, 3017-3026.
- D'Almeida, G.A., P. Koepke, E.P. Shettle (1991). *Atmospheric Aerosol: Global Climatology and Radiative Characteristics*, A. Deepak Publishing. Hampton, VA (USA).
- Davis, C. N. (1974) Size distribution of atmospheric particles, *J. Aer. Sci.* **5**, 293-300.
- Deepak, A. (1977) *Inversion methods in atmospheric remote sounding*. Academic Press, New York.

- Dubovik, O., M.D. King (2000) A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from sun and sky radiance measurements, *J. Geophys. Res.*, **105**, 20673-20696.
- Dubovik, O., A. Smirnov, B.N. Holben, M.D. King, Y.J. Kaufman, T.F. Eck, I. Slutsker (2000) Accuracy assessments of aerosol optical properties retrieved from AERONET Sun and sky-radiance measurements. *J. Geophys. Res.*, **105**, 9791-9806.
- Durán, P. (1997) *Medidas espectrorradiométricas para la determinación de componentes atmosféricos (ozono, vapor de agua y aerosoles) y modelización del intercambio radiativo en la atmósfera*, Tesis Doctoral, Dpto. Óptica y Física Aplicada, Univ. de Valladolid, Valladolid, España.
- Heintzenberg, J., H. Müller, H. Quenzel, E. Thomalla (1981) Information content of optical data with respect to aerosol properties: numerical studies with a randomized minimization-search-technique inversion algorithm, *Appl. Opt.*, **20**, 1308-1315.
- Hess, M., P. Koepke, I. Schult (1988) Optical Properties of Aerosols and Clouds: The Software Package OPAC, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **79**, 831-844.
- Holben, B.N., D.Tanre, A.Smirnov, T.F.Eck, I.Slutsker, N.Abuhassan, W.W.Newcomb, J.S.Schafer, B.Chatenet, F.Lavenue, Y.J.Kaufman, J.Vande Castle, A.Setzer, B.Markham, D.Clark, R.Frouin, R.Halthore, A.Karnieli, N.T.O'Neill, C.Pietras, R.T.Pinker, K.Voss, G.Zibordi, (2001) An emerging ground-based aerosol climatology: Aerosol Optical Depth from AERONET, *accepted in J. Geophys. Res.* (disponible en <http://aeronet.gsfc.nasa.gov:8080/>).
- JGR (1997) *Passive remote sensing of the tropospheric aerosol and atmospheric corrections of the aerosol effect*, volumen especial del *J. Geophys. Res.* **102**, 1997.
- Gonzalez Jorge, H. and J.A. Ogren (1996) Sensitivity of retrieved aerosol properties to assumptions in the inversion of spectral optical depths. *J. Atmos. Sci.* **53**, 3669-3683.
- Kaufman, Y.J., D. Tanré, H.R. Gordon, T. Nakajima, J. Lenoble, R. Frouin, H. Grassl, B.M. Herman, M.D. King, P.M. Teillet (1997) Passive remote sensing of tropospheric aerosol and atmospheric correction for the aerosol effect, *J. Geophys. Res.*, **102**, 16815-16830.
- King, M. V., D. M. Byrne, B.M. Herman, J.A. Reagan (1978) Aerosol size distribution obtained by inversion of spectral optical depth measurements, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2153-2167.
- King, M. D. (1982) Sensitivity of constrained linear inversion to the selection of Lagrange multiplier, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1356-1369.
- Lenoble, J. and C. Brogniez (1984) A comparative review of radiation aerosol models, *Beitr. Phys. Atmos.* **57**, 1-20.
- Myers, D.R. (1989) Estimates of uncertainty for measured spectra in the SERI spectral solar radiation data base, *Solar Energy*. **43**, 347-352.
- NRC: National Research Council (1996) *A plan for a research program on Aerosol Radiative Forcing and Climate Change*. National Academic Press, Washington DC.
- Patterson, E.M., D.A. Gillette, B. Stockton (1977) Complex index of refraction between 300 and 700 nm for Saharan Aerosols, *J. Geophys. Res.*, **82**, 3153-3160.
- Riordan, C.J., T.L. Stoffel, R.L. Hulstrom (1989) *The effects of urban air pollution on solar radiation*, SERI/TR-215-3482 DE89009455, Golden, Colo.

- Shettle, E.P. and R.W. Fenn (1979) AFGL-TR-79-0214. Models for the aerosol of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties. *Environ. Res. Paper*, **676**. Hanscom AFL (Mass).
- Tanré, D., Y.J. Kaufman, M. Herman, S. Mattoo (1997) Remote sensing of aerosol properties over the oceans using the MODIS/EOS spectral radiances. *J. Geophys. Res.* **102**, 16971-16988.
- Twomey, S. (1977) *Introduction to the Mathematics of inversion in remote sensing and indirect measurements*. Elsevier, New York.
- Torres, O., P.K. Bhartia, J.R. Herman, Z. Ahmad, J. Gleason (1998) Derivation of aerosol properties from satellite measurements of backscattered ultraviolet radiation: Theoretical basis. *J. Geophys. Res.*, **103**, 17099-17110.
- Vermote E., N. El Saleous, C.O. Justice, Y.J. Kaufman, J.L. Privette, L. Remer, J.C. Roger, D. Tanré (1997) Atmospheric correction of visible and middle infrared EOS-MODIS data over land surface: background operational algorithm and validation, *J. Geophys. Res.* **102**, D14, 16988-17993.
- Vergaz, R., (1996) *Turbiedad atmosférica y caracterización de los aerosoles mediante medidas espectrorradiométricas*, Tesina de licenciatura. Departamento de Óptica y Física Aplicada, Universidad de Valladolid, Spain.
- WCP-112 (1986) *World Climate Program*. WMO/TD, **389**. WMO, Geneva.

PARTE III:

RELACIÓN ENTRE LOS TIPOS DE
AEROSOL Y LAS MASAS DE AIRE

CAPÍTULO VII: ANÁLISIS DEL TIPO DE AEROSOL MEDIDO EN EL ARENOSILLO EN FUNCIÓN DE LAS MASAS DE AIRE

En este capítulo vamos a analizar con detalle el tipo de masas de aire que suelen estar presentes en la zona de estudio, así como a enlazar este estudio con los capítulos anteriores. Para ello, en un primer momento analizaremos los tipos más habituales de masas de aire en la zona a través de un estudio basado en dinámica de la atmósfera, lo menos ambicioso posible dado que es una herramienta de apoyo en este trabajo, saliéndose un análisis más en detalle de los objetivos iniciales del mismo. Intentaremos, en un paso posterior, aplicar este estudio para confirmar las conclusiones obtenidas con los parámetros radiativos en los capítulos anteriores. Finalmente, observaremos cómo podemos detectar la entrada de episodios de distintos tipos de aerosoles a través de la evolución temporal de los parámetros radiativos medidos.

VII.1. ANÁLISIS DE LAS MASAS DE AIRE

En este apartado estudiaremos desde el punto de vista meteorológico qué tipos genéricos de masas de aire entran en la Península Ibérica, incidiendo especialmente en las que afectan a la zona de estudio. Nos permitimos recordar que este estudio, en una forma rigurosa, queda fuera de los objetivos de la presente tesis, por lo que se darán las líneas básicas necesarias para justificar los intentos de discriminación llevados a cabo.

VII.1.1. Masas de aire que afectan a la península

Aunque es obvio que una clasificación de las masas de aire que afectan a la Península Ibérica es bien conocida, hacemos un breve resumen para quien no se encuentre familiarizado con el ámbito de la meteorología.

Por su situación geográfica, siendo la Península la zona más occidental de Europa, es la primera que recibe las masas de aire atlántico impulsadas por la circulación general atmosférica hacia el interior del continente. Dada su condición, es un cruce de caminos idóneo también para masas que provengan del sur y del norte, bien a través del continente o del Atlántico Norte.

En general la clasificación es simple: atendiendo a la temperatura de la masa, ésta contiene aire tropical o polar, y atendiendo a su grado de humedad (lo que se asimila en nuestro caso a su procedencia), es de carácter marítimo o continental. Si una masa de un determinado tipo pasa un tiempo por una zona que la imbuye de otras características, se modifica, hablándose, por ejemplo, de una masa de aire tropical marítimo modificada (o de retorno) si una masa atlántica ha pasado un tiempo por el Mediterráneo. Detallemos los tipos más frecuentes que afectan a la Península Ibérica (ver Figura VII.1) de una forma esquemática:

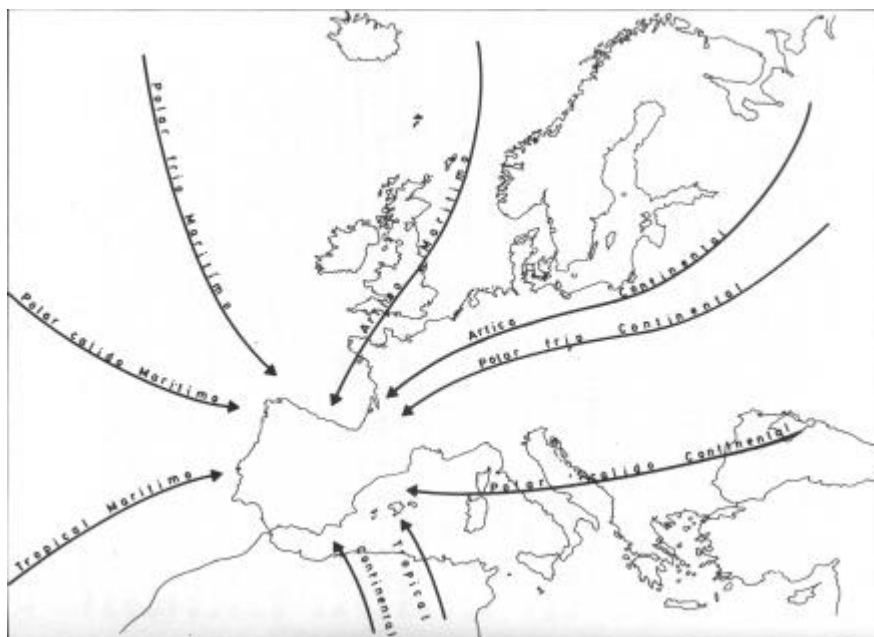


Figura VII.1: tipos de masas de aire que entran en la Península Ibérica (tomado de [Capel, 81]).

- *Aire tropical marítimo*: Esta masa es la más habitual.
Origen: el anticiclón de las Azores.
Carácter: cálido y húmedo en la base, largo recorrido por el océano. Genera situaciones estables. Temperatura alta. Tropopausa a 13-15000 m. Estratificación estable.
Tiempo de actuación: todo el año, por ser el centro de acción del anticiclón de las Azores permanente.
- *Aire tropical continental*
Origen: norte de África (depresión térmica sahariana o alta cálida colgando del Mediterráneo occidental).
Carácter: cálido y seco, generando estabilidad en invierno. En verano el recalentamiento vuelve inestables a las capas bajas.
Tiempo de actuación: finales de primavera, verano, principios de otoño.
- *Aire polar marítimo*
Origen: Atlántico Norte, entre Europa occidental y Norteamérica (paralelos 60-70°), desde aire ártico marítimo o polar canadiense degradado por recorrido marítimo.
Carácter: según la trayectoria: si va de N a S, ártico. Si va NW-SE, oceánico recalentado y humedecido. Inestable en verano (la península es más cálida), estable en invierno (península más fría). Tropopausa a 8-10000 m.
Si trae carácter ciclónico: inestable siempre. Si es anticiclónico: estable, pero lluvioso en el cantábrico.
Tiempo de actuación: todo el año.
- *Aire polar marítimo de retorno*
Origen: aire polar que ha recorrido un mar cálido.
Carácter: inicialmente polar, se estabiliza y toma carácter tropical al paso por el mar. Estratificación muy inestable, frío en altura y muy húmedo.
Tiempo de actuación: en especial en invierno.
- *Aire polar continental*
Origen: aire polar marítimo o ártico marítimo que ha pasado tiempo sobre el este del continente europeo.
Carácter: muy seco frío, estable.
Tiempo de actuación: invierno, esporádicamente en primavera u otoño.
- *Aire mediterráneo*: algunos autores prefieren obviarlo, sólo afecta a la vertiente mediterránea.
Origen: polar marítimo, polar continental, tropical marítimo, tropical continental que pasaron por el Mediterráneo.
- *Aire ártico marítimo*
Origen: cuenca subártica, siguiendo luego el meridiano, Ródano y después España.
Carácter: inicialmente estable, seco, muy frío. Baja tropopausa (6-8000 m). Como recorre el océano se recalienta y humedece por debajo, inestabilizándose (inversión). Al llegar a la península, es ya sólo de tropopausa baja y mucho vapor de agua, dando chubascos frecuentes y bajas temperaturas.
Tiempo de actuación: sólo de 2 a 4 veces al año.
- *Aire ártico continental*
Origen: norte de Rusia, noroeste de Siberia.
Carácter: la masa más fría, pobre en agua y aerosoles. Olas de frío.

Tiempo de actuación: muy ocasionalmente, con anticiclón en Escandinavia y norte de Alemania que determina su trayectoria desde el N o NE.

En el presente trabajo, hemos decidido, atendiendo a las clasificaciones habituales en estudios de aerosoles, intentar incrementar las posibilidades de éxito en la búsqueda de correlaciones por medio de la simplificación. Así, atenderemos a las masas de aire tropicales marítimas (vienen del Atlántico por el sur o del Mediterráneo), tropical continental (vienen del continente africano), polar marítimo (del Atlántico por el norte), ártico (del Atlántico y naciendo en el Ártico) y continental (resto de masas que provengan del continente).

En general, la masa de aire puede ser detectada a través de una retrotrayectoria. Si se hace una retrotrayectoria atendiendo al campo de velocidades de viento o por superficies isobáricas, se obtiene una idea aproximada de los lugares y tiempos por los que pasó la masa de aire. Pero si calculamos la retrotrayectoria isentrópica, y detectamos que se parece a la anterior, podemos garantizar que el aire no se ha mezclado y que las características esenciales de la masa no han variado en general. No obstante, hay que tender, al estudiar una retrotrayectoria, al tiempo que la masa de aire pasa en un determinado lugar, a si ha sufrido intercambios, a si se ha mezclado, si ha ascendido o descendido, si le ha dado tiempo a adquirir humedad o no, si ha pasado (conectando con las situaciones sinópticas) por un frente que haya podido "limpiarla" de partículas por medio de la precipitación, etc.

VII.1.2. Masas de aire habituales en la zona de estudio

Según lo que hemos visto en el anterior apartado, cinco tipos de masas de aire básicos pueden asimilarse en este estudio. Todas las que provengan del Mediterráneo y del Atlántico que no lo hagan del norte pueden ser consideradas marítimas tropicales. Las que provienen del Atlántico norte son marítimas polares, las marítimas árticas nacieron en el ártico, las saharianas nacen en el norte del continente africano, y finalmente las que entran por el continente o pasan mucho tiempo en las mesetas peninsulares son las que consideramos continentales. Aquí vamos a analizar cómo llegan a nuestro lugar de medida.

Durante el capítulo, junto con las retrotrayectorias, analizaremos brevemente las **condiciones sinópticas** presentes en la estación de "El Arenosillo" como orientación para detectar el tipo de masa. Queremos hacer notar que una situación sinóptica es simplemente un dato orientativo. Para conocer realmente las características de dicha masa, hay que atender más principalmente a la evolución que ha tenido, por eso, a efectos de clasificación, atenderemos más bien a las retrotrayectorias que obtengamos. Una situación determinada es indicativa, sin embargo, de la circulación principal de vientos troposféricos que ha arrastrado las partículas aerosoles hasta nuestra zona de estudio, salvando posibles fuentes imprevistas y contaminaciones cercanas de las que no podemos conocer exactamente su influencia.

VII.1.2.1. Masa de aire ártico marítimo

Como se ha descrito, esta masa suele entrar directamente desde el norte siguiendo un meridiano. Habitualmente, una depresión situada ante las costas cantábricas impulsa rápidamente al aire nacido en latitudes árticas por delante de las costas europeas hacia la península. Finalmente, al llegar a ella su trayectoria se curva, y el fuerte viento de poniente la impulsa a entrar por la zona de estudio.

VII.1.2.2. Masa de aire polar marítimo

Este tipo de masa proviene de las latitudes más altas del Atlántico, pero no nace en zonas árticas, siendo más bien su paso por latitudes casi polares las que conforman su carácter, modificando el de su nacimiento en el Atlántico Norte o entre Estados Unidos y Canadá. Habitualmente, una baja profunda situada en las costas británicas occidentales, añadida a una alta relativa en latitudes algo inferiores, marca una circulación de vientos que recoge aire desde la zona de Islandia y Groenlandia y la hace progresar rápidamente hacia nuestras latitudes. Ello se une al aire que proviene de latitudes algo inferiores desde la baja en el norte del continente americano. Esta mezcla y el trayecto del aire por el Atlántico confieren a la masa un carácter polar marítimo.

VII.1.2.3. Masa de aire marítimo tropical

La situación que provoca las entradas de estas masas pasa por el establecimiento de una serie de bajas que encauzan la masa de aire de forma que la entrada por la parte suroccidental de la península sea proveniente de latitudes más bajas del océano Atlántico. Esta masa de aire ha recorrido dichas latitudes.

Las situaciones en que la masa de aire del mediterráneo llega a El Arenosillo se deben al predominio de vientos de levante, asociados a anticiclones establecidos sobre la península o en latitudes algo superiores.

VII.1.2.4. Masa de aire continental

Las situaciones que conllevan entradas de aire continental en la zona de estudio pasan por un régimen de circulación de vientos del noreste habitualmente asociados a un profundo anticiclón en la altura del canal de la Mancha o a bajas sobre el Mediterráneo. Esta masa de aire, que puede tener en su origen carácter ártico o polar, pasa tiempo por las latitudes altas del noreste de Europa. También una masa de otro tipo que pase el tiempo suficiente sobre las mesetas en la península puede acabar quedando conferida de este carácter continental.

VII.1.2.5. Masa de aire sahariano

Las entradas de aire sahariano son muy frecuentes en el área de estudio, debido a su proximidad geográfica con el continente africano. Las bajas relativas en las costas del estrecho de Gibraltar provocan una circulación zonal de viento del sur sobre el golfo de Cádiz.

VII. 2. ESTUDIO A TRAVÉS DE RETROTRAYECTORIAS

En este apartado vamos a hacer una somera aproximación a lo que se realiza en un cálculo de retrotrayectorias. Habida cuenta de que este método será el segundo apoyo sobre el que intentemos averiguar la procedencia de la masa de aire en la zona de estudio, pretendemos con este apartado referenciar adecuadamente el tipo de cálculo utilizado. Sin embargo, no entraremos en los detalles subyacentes del método, que han sido ya publicados por los autores del programa utilizado [Draxler et al., 96, 97, 98].

Para empezar, diremos que al calcular una retrotrayectoria se pretende estudiar la evolución geográfica de una partícula desde un tiempo t anterior al momento t_0 de estudio, dando para todo el intervalo, a una frecuencia f de muestras temporales, la posición de dicha partícula en la atmósfera, estando dicha partícula en el lugar de estudio en el momento t_0 y a la altura h . Los métodos de cálculo de trayectorias se han hecho bastante populares con el paso del tiempo, en especial para la determinación de puntos de caída de sondas lanzadas en globos, especialmente los estratosféricos. Una vez que se tiene una base de datos de variables meteorológicas medidas (para retrotrayectorias) o en predicción (para trayectorias futuras), almacenadas en una rejilla convenientemente densa, puede intentar establecerse la trayectoria que una partícula sigue desde un instante a otro con suficiente garantía de éxito a través de algún método de cálculo computacional.

La mayoría de estos métodos usan datos meteorológicos, bien observados o bien modelizados, para calcular la componente horizontal de advección, y deben hacer al menos una de las siguientes tres hipótesis para conseguir la componente vertical [Draxler, 96]:

- 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 (isentrópicas).
- La trayectoria se conforma siguiendo el campo de velocidad vertical del viento.

Al igual que se ha incrementado el número de aplicaciones del estudio de este tipo de medios para obtener orígenes de agentes contaminantes y detectar episodios de aerosoles relevantes, se sigue sin tener una metodología común, usándose las tres recién descritas [Draxler, 96].

En general, se ha observado que las principales diferencias entre un modelo usando campo de vientos verticales y superficies isentrópicas aparecen en las vecindades de regiones frontales. Por otro lado, la diferencia entre estos métodos es despreciable en un cálculo que involucre 48 horas, pero tiende a crecer rápidamente si este tiempo se aumenta (y cuando queremos conocer no sólo la procedencia, sino parte de la historia de una masa de aire, es necesario aumentarlo), así como si estamos observando una trayectoria acontecida bajo un régimen ciclónico o durante fenómenos de convección húmeda [Martin et al., 1987]. [Danielsen, 1961], demostró que un modelo isobárico era siempre más erróneo que cualquier modelo tridimensional isentrópico.

En general, se emplean modelos de cálculo lagrangianos. Los datos de entrada son habitualmente las salidas de modelos meteorológicos o interpolaciones en una rejilla sobre las medidas tomadas in situ. Vamos a aproximarnos al método de cálculo a través de una revisión del modelo empleado en este trabajo, el HYSPLIT desarrollado en la NOAA.

VII.2.1. El modelo de retrotrayectorias

En este trabajo, el cálculo de retrotrayectorias ha sido realizado mediante el modelo HYSPLIT, *HYbrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory* (Modelo Híbrido de Trayectoria Integrada y Lagrangiana para una Partícula), un programa desarrollado conjuntamente por la NOAA (Administración Atmosférica y Oceanográfica Nacional estadounidense, *National Oceanographic and Atmospheric Administration*) en Estados Unidos y el *Australia's Bureau of Meteorology* (Oficina Australiana de Meteorología). Este programa puede ser descargado a través de la página en internet:

<http://www.arl.noaa.gov/ss/models/HYSPLIT.html>,

o bien incluso puede ser ejecutado vía remota en el mismo servidor de la NOAA. La versión utilizada es la de julio de 2000, la número 44. El objetivo por el que fue desarrollado es en realidad el estudiar procesos de dispersión de contaminantes, en especial como apoyo a eventuales necesidades de cálculo y predicción de la extensión y dirección de nubes de contaminantes inyectados en la atmósfera (un ejemplo retroactivo de para qué sirve sería comprobar la extensión y concentración de partículas radioactivas tras el accidente de Chernobil; las erupciones de volcanes serían otras de las situaciones de emergencia en las que podría aplicarse el modelo). El modelo es lagrangiano, y puede ser usado para calcular trayectorias y procesos de dispersión, concentración de partículas y deposición.

VII.2.1.1. Datos de entrada

El modelo parte de unos datos meteorológicos determinados empaquetados en el formato ARL, los cuales mayoritariamente están disponibles vía FTP en la dirección:

<http://www.arl.noaa.gov/ss/transport/archives.html>.

Si se ejecuta el programa vía remota se dispone de los datos de los últimos dos años, para obtener más datos hay que adquirirlos a un elevado coste. Esta es la razón por la que dispondremos sólo de datos de 1999 y 2000.

El formato ARL es una compresión del clásico formato GRIB (*GRIdded Binary*, Binario en rejilla) que es el estándar de la Organización Meteorológica Mundial. Siendo un bit más compacto, el acceso de entrada/salida es más directo puesto que se guarda la información en paquetes de byte.

El *National Centers for Environmental Prediction* (Centro Nacional para Predicciones Medioambientales *NCEP*) del Servicio Meteorológico Nacional estadounidense (*National Weather Service's*) y el *National Climatic Data Center* (*NCDC*, Centro de Datos Climático Nacional) están llevando a cabo un proyecto orientado a producir una base de datos meteorológicos mundiales de 40 años de duración (comenzó en 1989). Este proyecto engloba la obtención de datos en tierra, barcos, globosondas, aviones, satélites, etc., y el control de calidad de los datos.

El así llamado *Air Resources Laboratory* (*ARL*, Laboratorio de Recursos Atmosféricos) de la NOAA usa de manera rutinaria los datos de *NCEP* para aplicaciones de calidad de aire y cálculos de modelos de dispersión.

Los paquetes de datos están agrupados de quince en quince días, y por hemisferios mundiales (norte y sur), de modo que los datos de quince días en el hemisferio norte ocupan un fichero de 84-89 Mb. En nuestro caso la utilizada ha sido la base de datos meteorológicos FNL. La base de FNL empezó a archivar en enero de 1997. Antes de eso, los archivos de datos son los de *Medium Range Forecast* (*MFR*, Predicciones a Medio Plazo), también disponibles por la *NCDC*. El periodo de cada variable modelizada es de 6 horas.

Los niveles verticales disponibles en la base FNL son:

Nivel	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Altura (hPa)	1000	925	850	700	500	400	300	250	200	150	100	50	20

Los campos de datos meteorológicos recogidos en esta base de datos son los siguientes:

Campo	Unidades
Presión en superficie	hPa
Presión reducida al nivel medio del mar	HPa
Temperatura en superficie	K
Precipitación total acumulada en 6h	m
Componente u del momento	N/m ²
Componente v del momento	N/m ²
Flujo de calor neto en superficie	W/m ²
Flujo de calor latente en superficie	W/m ²
Flujo descendente de radiación de l. corta	W/m ²
Temperatura a 2 metros del nivel de suelo	K
Humedad relativa a 2 m del suelo	%
Componente u del viento a 10 m del suelo	m/s
Componente v del viento a 10 m del suelo	m/s
Mezcla de suelo de 0-10 cm	Fracción
Cubierta total de nubes en la atmósfera	%
Componente u del viento respecto a la rejilla	m/s
Componente v del viento respecto a la rejilla	m/s
Altura geopotencial	gpm*
Temperatura	K
Velocidad vertical de Presión **	hPa/s
Humedad relativa ***	%

* metros geopotenciales

** Velocidad vertical disponible sólo en el nivel de 100hPa.

*** Humedad relativa disponible sólo en 300hPa.

VII.2.1.2. Cálculos

De forma previa a realizar ningún cálculo, los datos de entrada son interpolados hasta acoplarse a la rejilla que utiliza el modelo, que incluye un modelo digital de elevación del terreno. El modelo puede utilizar datos en las coordenadas de: presión absoluta, presión- σ , terreno- σ o una mezcla de estos dos últimos. Las proyecciones utilizadas son las de Mercator, la polar estereográfica o la conforme de Lambert. La periodicidad de las rejillas, tanto espacial como temporalmente, puede ser variable, y el modelo puede ir saltando de una a otra.

El modelo utiliza como mínimo las variables siguientes: U y V, las componentes horizontales de velocidad del viento, la temperatura T, la presión P o la altura Z, y la presión en la superficie P_0 . El campo de movimiento vertical, frecuentemente en forma de presiones, es posteriormente imbuido del modelo digital del terreno. Si falta el dato, el modelo es capaz de generar la componente vertical de velocidades bajo ciertas hipótesis. La advección de una partícula se va calculando a intervalos regulares tanto espacial como temporalmente, siempre que no se salga del límite vertical que el modelo impone. El método de integración es muy sencillo, habida cuenta que ya se ha interpolado anteriormente el campo de medidas y no es necesaria una integración de órdenes superiores.

VII.2.1.3. Errores

Los estudios de los errores del método han sido realizados por diversos autores. [Stunder, 1996] encontró que las trayectorias derivadas con este modelo HYSPLIT tenían errores relativos (es decir, la distancia entre la trayectoria de referencia y la predicha por el modelo, dividida por la distancia de “vuelo” de la trayectoria) de un 20%, por delante o detrás del flujo de vientos que se tiene asociado a

un frente frío. Asimismo, las trayectorias tenían errores relativos mayores (~45%) asociados a regiones de campos de vientos mucho más lentos, como las de altas presiones o frentes estacionarios.

[Draxler, 98] comparó las trayectorias predichas con las que acabaron realizando tres globos de nivel constante. En este trabajo se comprobó el pequeño error que se introducía si se calculaba el origen de la trayectoria en un punto horizontal de la rejilla vecino al real, a 0.5° de latitud. Los campos de vientos predecían que el globo seguiría unas trayectorias posibles que eran paralelas entre sí, con la única diferencia de la longitud, y por ende, del punto final de la misma, que en algunos casos eran del 20% mayores en 24 horas. Cuando se trataba de calcular trayectorias partiendo del mismo punto pero a diferentes alturas, las diferencias eran apreciables, aunque ello es lógico dado el complejo perfil de vientos que se tiene en la capa límite.

VII.2.1.4. Elección de métodos

Para determinar aerosoles de procedencia no local, como en los que estamos interesados, hay que intentar obtener la evolución de una masa de aire. Si escogemos trayectorias a niveles muy altos, probablemente el error cometido sea menor, ya que los intercambios y mezclas entre niveles son escasos acercándonos a la estratosfera. Sin embargo, salvo en el estudio de aerosoles volcánicos, las partículas en las que estamos interesados no van a alcanzar estos niveles.

Por otro lado, si estudiamos trayectorias de niveles muy bajos, tenemos dos problemas: uno es la aparición de influencias locales difícilmente discernibles en la medida; el otro es la mayor indeterminación en la solución encontrada, debida a la mayor aleatoriedad de los procesos troposféricos. Así, a medida que tendemos a retroceder en el tiempo el error acumulado en la trayectoria calculada llega a ser excesivo.

Desde otro punto de vista, la detección llevada a cabo en los capítulos anteriores ha intentado obviar la influencia de los procesos locales: a grandes rasgos, hemos obtenido la presencia de los aerosoles de origen no local, que se manifestaba en agrupaciones claras en nuestros resultados, sin estudiar las modulaciones que en estas agrupaciones están apareciendo por las posibles influencias del aerosol originado localmente. Para detectar un aerosol de origen no local, basta con estudiar la evolución de la masa de aire principal que entre en la zona de estudio, con lo que podemos caracterizarla, además de las situaciones sinópticas de superficie, con las trayectorias de niveles más representativos de esta evolución, como pueden ser las de 850 hPa y 700 hPa, equivalentes, en una atmósfera estándar, a 1500 y 3000 m, respectivamente. De entre las posibilidades, para los casos que presentaremos se ha observado con detalle el comportamiento de trayectorias isobáricas, isentrópicas y a partir del campo de velocidad vertical de viento. Así, hemos preferido no mostrar las trayectorias isentrópicas ni las del campo de velocidad vertical, y sí las isobáricas, porque pueden ser las más representativas de la evolución de una masa de aire estable. En los casos que mostraremos, de cualquier modo, se ha detectado una correcta correlación entre los tres métodos, debido primordialmente a que dichos casos son obtenidos entre las situaciones más claras.

A las trayectorias isentrópicas puede achacárseles una indeterminación producida porque los procesos troposféricos están lejos de poseer un carácter adiabático. Por otro lado, los campos de velocidad de viento introducen una movilidad vertical que puede conllevar a errores mayores, aunque su análisis es interesante para descubrir el paso de las partículas por diferentes situaciones que pueden modificar sus propiedades (como humedad, tamaño, etc.). Para la mera detección de procedencias zonales, como es nuestro caso, permítasenos evitar más complicaciones utilizando trayectorias isobáricas en los dos niveles señalados. El nivel más alto permitirá además detecciones de aerosoles que alcancen alturas mayores, como el sahariano. En todo caso, hemos realizado el análisis sobre

trayectorias más bajas (250, 500m) sobre un número apreciable de casos, y no hemos encontrado diferencias significativas, en cuanto a la procedencia de aerosol genérico, amén de encontrarnos con los problemas de mayores variaciones en la altura de la capa para una trayectoria dada, incrementando el error en la determinación final de la misma.

VII.2.2. Aplicación a las masas en El Arenosillo

Utilizando el modelo HYSPLIT en línea, en la dirección de Internet dada más arriba, para realizar el cálculo mediante la introducción de latitud y longitud, de las dos alturas a las que terminan las retrotrayectorias que se quieren calcular, la del tipo de proyección con que se quieren dibujar las mismas (Mercator, para no distorsionar nuestra zona de estudio), y la de la base de datos que se quiere consultar (en nuestro caso la FNL), se obtienen varios resultados disponibles: la trayectoria dibujada, la trayectoria en forma de serie de coordenadas, una aplicación de java para visualizar la trayectoria de forma interactiva, etc.

En el ordenador de la NOAA están disponibles las bases de datos meteorológicas de los dos últimos años (algo más en el caso de Estados Unidos). Por esta razón, y por el excesivo coste de adquirir la FNL de años anteriores, hemos calculado las trayectorias de las partículas que llegan en los niveles de 1500 y 3000 m sobre el nivel del mar a las 12 UTC de cada día de los años 1999 y 2000 en El Arenosillo. Con esto, tenemos dos años completos de trayectorias, y podemos concluir, al menos, cuáles son las más frecuentes en llegar a la estación, así como dar una ligera idea de su dependencia estacional. Podremos hacer un intento de correlación entre los tipos de las masas de aire y los parámetros de aerosoles medidos en los dos últimos años, especialmente en el 2000, mucho más intensivo por medio del Cimel. Además, nos servirán para identificar episodios especiales como los que analizaremos posteriormente. Queda para futuros trabajos la posibilidad de obtener los datos de los años anteriores para realizar un estudio más detallado con los parámetros de aerosoles obtenidos en ellos a través de las medidas del espectrorradiómetro Li-Cor.

VII.2.2.1. Trayectorias posibles

Una vez analizadas todas las trayectorias calculadas en recorridos de 120 horas (5 días, período temporal que es un compromiso entre los errores cometidos y la necesidad de detectar el carácter de la masa de aire) para los años 1999 y 2000, hemos podido hacer un resumen de cómo una masa de aire acaba llegando a El Arenosillo. En la Figura VII.2 vemos las zonas generales de procedencia, agrupando a las trayectorias por árticas (1), marítimas polares (2), marítimas tropicales (3), saharianas (4) y continentales (5).

VII.2.2.2. Análisis detallado de casos particulares de cada tipo de aerosol

Vamos a poner algún ejemplo tomado de situaciones en las que se produce claramente la entrada en la zona de estudio de estos tipos de masas, según las trayectorias que hemos obtenido en nuestro estudio, y relacionándolo con las situaciones sinópticas que las han originado. Los ejemplos, a su vez, intentarán demostrar la validez de los que se mostraban en el capítulo V, pues observaremos que las trayectorias confirman el origen de cada tipo de aerosol cuyas características de turbiedad fueron allí detectadas en los mismos instantes de medida: se analizarán las trayectorias durante los ejemplos de cada tipo de episodio vistos en los capítulos anteriores (V y VI).



Figura VII.2: Zonas de procedencia habitual de las masas de aire que llegan a la zona de estudio (ver texto).

Masa de aire y aerosol de tipo ártico

El primer ejemplo que mostramos se relaciona con el ejemplo de masa de aire ártica que utilizamos en las medidas del Li-Cor (ver Figura V.41). Este ejemplo nos sirve para explicar cómo es la salida del programa HYSPLIT, la primera de las que mostramos está en la Figura VII.3: cada trayectoria tiene una serie de puntos entre los cuales hay una diferencia temporal de 6 horas, que representan el punto en que se encontraba la partícula correspondiente. En la parte inferior de la figura se puede observar las historias de altura de cada una de las trayectorias representadas. En el caso de retrotrayectorias, como las que mostramos, la historia se “lee” de derecha a izquierda, estando el punto final temporal de la trayectoria (punto de partida del cálculo) en el extremo izquierdo del gráfico de alturas.

Vemos en las trayectorias calculadas el 10 de febrero de 1999 cómo el aire residente en el círculo polar ártico es transportado con rapidez (puntos de la trayectoria muy separados, representando entre cada punto, recordemos, un viaje de 6 horas) hacia el sur, ralentizándose al llegar a nuestras latitudes (Figura VII.3).

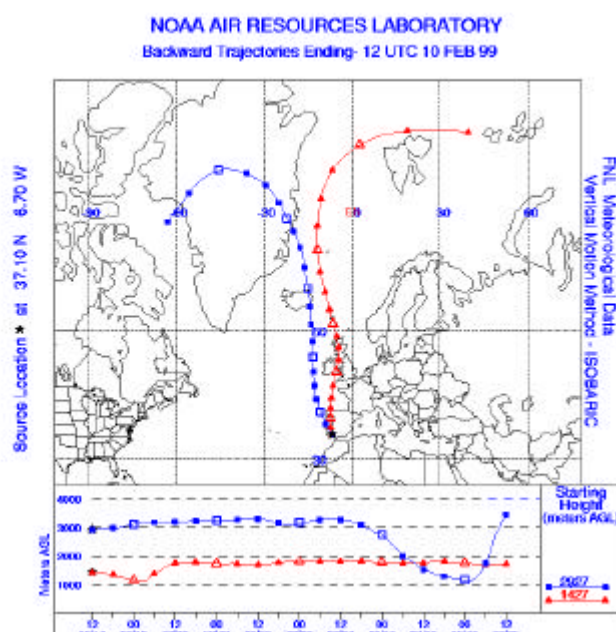


Figura VII.3: Retrotrayectorias isobáricas calculadas para el 10 de febrero de 1999 a las 12 UTC en los niveles de 1500 y 3000 m.

El mapa sinóptico del día (Figura VII.4), por ejemplo, muestra clarísimamente una situación ideal para tener una masa de aire ártico marítimo, que las trayectorias han confirmado: parece evidente que éstas han seguido el camino marcado por el anticiclón situado entre las costas gallegas y británicas, cuya extensión meridional permite al aire procedente de la región ártica encaminarse directamente hacia la zona de estudio.

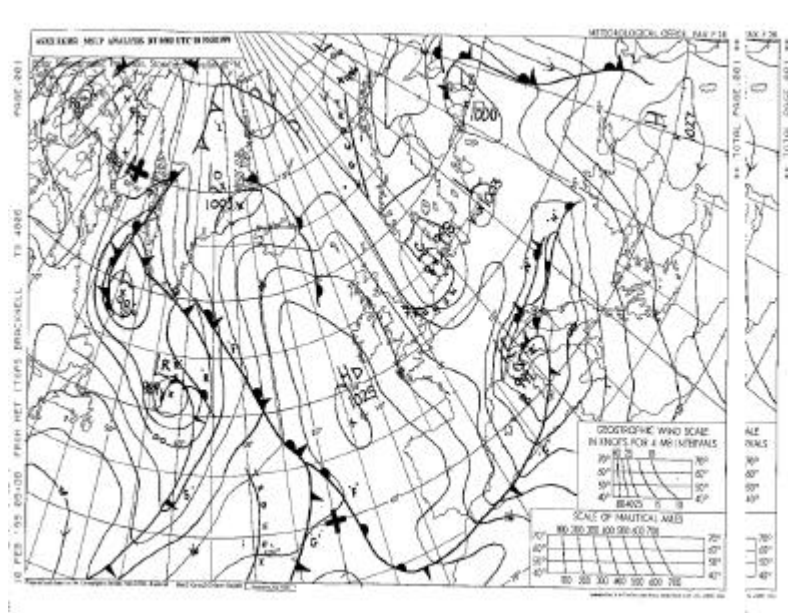


Figura VII.4: Situación sinóptica del día 10 de febrero de 1999 a las 12 horas UTC.

Pasamos a dar un segundo caso, que se utilizó con las medidas del Cimel #48. Este se produjo el 23 de abril de 2000 (ver Figuras V.45 y 46). En las trayectorias (Figura VII.5) se distingue de nuevo tanto para las altas como para las bajas que la masa de aire se encamina directamente desde el ártico.

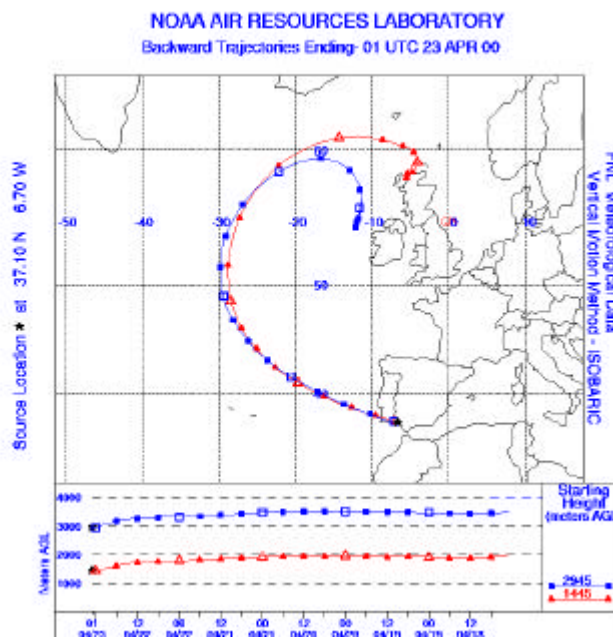


Figura VII.5: Retrotrayectorias isobáricas calculadas para el 23 de abril de 2000 a las 12 UTC en los niveles de 1500 y 3000 m.

En la situación sinóptica (Figura VII.6) se aprecian dos borrascas conformando una situación de bajas presiones en las costas noroccidentales europeas, situadas al suroeste de Noruega y al oeste de Irlanda, encadenándose de modo que la masa de aire ártica puede ser dirigida por delante de dichas costas, rolando del oeste al llegar a nuestras latitudes. Esta es otra situación típica en la que se produce entrada de masas de aire ártico sobre la zona de estudio.

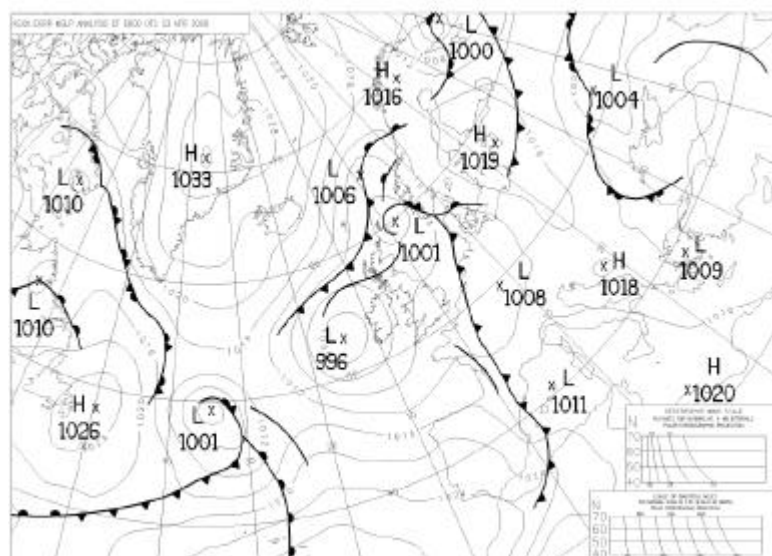


Figura VII.6: Situación sinóptica del día 23 de abril de 2000 a las 12 horas UTC.

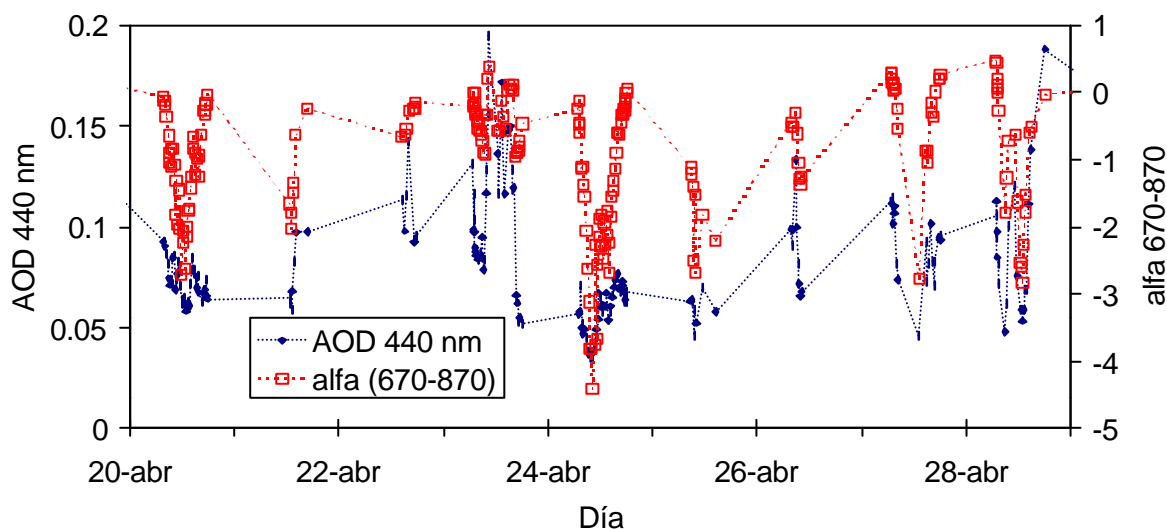


Figura VII.7: Evolución durante el episodio de masa de aire ártico estudiado del espesor óptico de aerosoles a 440 nm (rombos) y del parámetro α de Angström en el par 670-870 nm (cuadrados), obtenidos con las medidas del Cimel #48 en El Arenosillo.

Nuestra base de datos de retro trayectorias confirma, pues, que el día 23 de abril hubo una entrada de aire ártico en El Arenosillo. Comprobamos cómo el valor del espesor óptico de aerosoles a 440 nm sufre un brusco descenso (Figura VII.7), siendo ya ciertamente bajo con referencia a los valores promedio. Estamos ante un caso de muy baja turbiedad. El descenso viene acompañado de un incremento en el valor del parámetro α de Angström en el visible (no mostrado) y de un valor muy

negativo en el par 670-870 nm, que vimos era el parámetro que discriminaba este tipo de aerosol. Por otro lado, comprobamos aquí el ciclo diurno de variación de este parámetro, pues los valores en las horas centrales son más bajos (más altos en 440-670 nm, con la tendencia contraria) que al inicio y al final del día. Hay que comentar que dicha variabilidad se rompe al cambiar el tipo de masa de aire presente en la zona, en general, lo cual nos puede servir para identificar nuevas entradas de tipos distintos de aerosol.

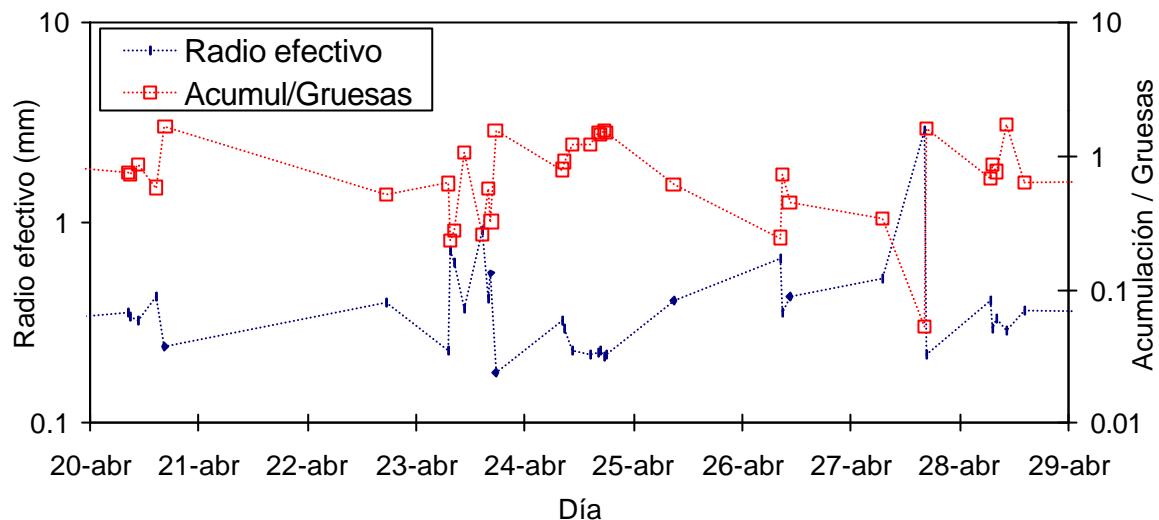


Figura VII.8: Evolución durante el episodio de masa de aire ártico estudiado del radio efectivo de la distribución de tamaños del aerosol (rombos) y de la relación entre los modos de acumulación y de partículas gruesas de la misma (cuadrados).

No parece haber evolución especial en el radio efectivo (Figura VII.8) cuando se produce el cambio en el tipo de aerosol. Tampoco en el carácter de la distribución, que sin embargo, parece dominada, a pesar de todo, por el modo de partículas gruesas, siendo este caso mucho más frecuente que el de distribuciones con carácter de partículas finas. Por tanto, parece ser el espesor óptico en especial, con la ayuda de los parámetros de turbiedad, en este caso, el que nos pone en la pista del cambio en el tipo de aerosol. Este resultado coincide con las conclusiones de las discriminaciones llevadas a cabo en los capítulos V y VI.

Masa de aire y tipo de aerosol continental

Para ilustrar el caso de tener una masa de aire de tipo continental sobre la zona de estudio, mostramos un ejemplo que vimos en el caso de las medidas del Li-Cor, las tomadas el día 2 de febrero de 1999 (ya estudiado en la Figura V.42). Observamos en las retrotrayectorias (Figura VII.9) que la masa de aire recorre desde el norte de Europa un camino que la lleva por el centro del continente y sin dejar de pasar por zonas interiores del mismo acaba llegando a nuestra zona de estudio. El paso por zonas de carácter continental hace que esperemos de ella una masa cargada de tipo de aerosol continental, y además contaminado, pues estas regiones generan la mayor parte de la contaminación del continente europeo.

En la situación sinóptica (Figura VII.10) observamos un potente anticiclón centrado sobre el Canal de la Mancha, que por su posición y su extensión procede a enviar la masa de aire desde el Norte de Europa hasta la zona de estudio, canalizándolo por zonas continentales.

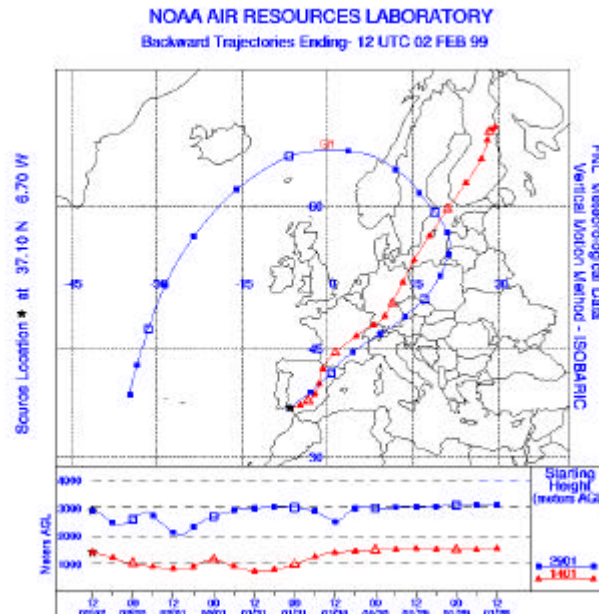


Figura VII.9: Retro trayectorias isobáricas obtenidas por el modelo HYSPLIT calculadas para el 2 de febrero de 1999 a las 12 UTC en los niveles de 1500 y 3000 m.

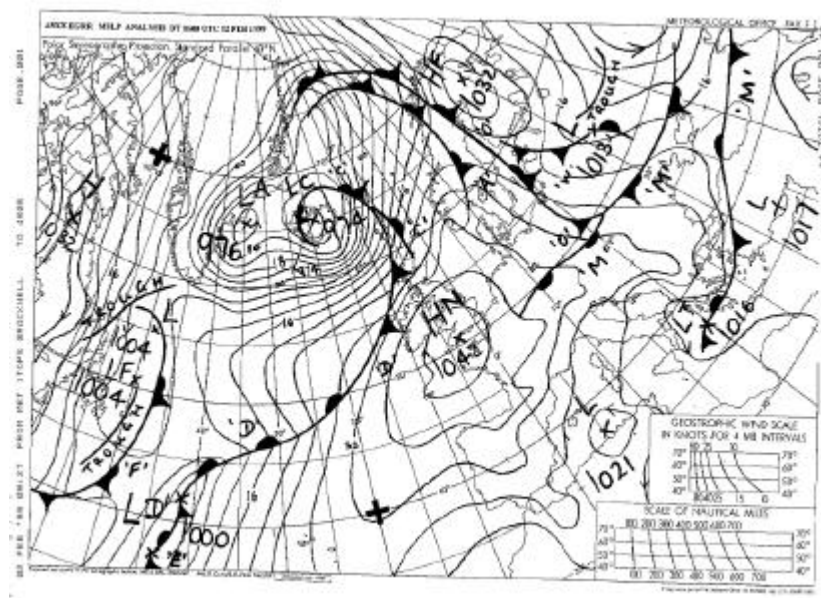


Figura VII.10: Situación sinóptica del día 2 de febrero de 1999 a las 6 horas UTC

El caso que mostramos para el Cimel también tiene un fiel reflejo de su carácter continental en las retro trayectorias, como vemos en la Figura VII.11. El caso se produjo el día 15 de marzo de 2000, dentro de un episodio en que medimos aerosoles con características continentales (Figuras V.45 y 46). Este caso es algo diferente del anterior: la trayectoria parece provenir inicialmente del Atlántico y cruza toda Francia antes de entrar por Cataluña, barriendo el levante peninsular.

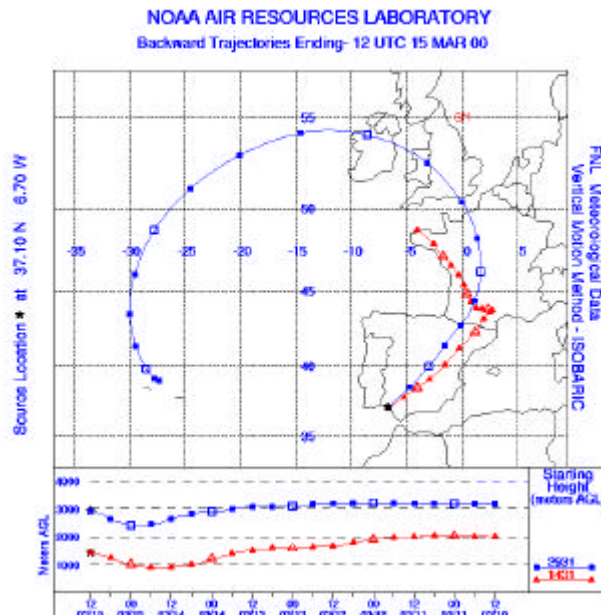


Figura VII.11: Retrotrayectorias isobáricas obtenidas por el modelo HYSPLIT calculadas para el 15 de marzo de 2000 a las 12 UTC en los niveles de 1500 y 3000 m.

En la situación sinóptica (Figura VII.12) volvemos a encontrar un potente anticiclón frente a las costas francesas y, esta vez, la canalización de la masa de aire es ligeramente más rápida debido a la mayor diferencia de presión. La situación descrita parece ser la recurrente en situaciones en que medimos masas de aire de tipo continental.

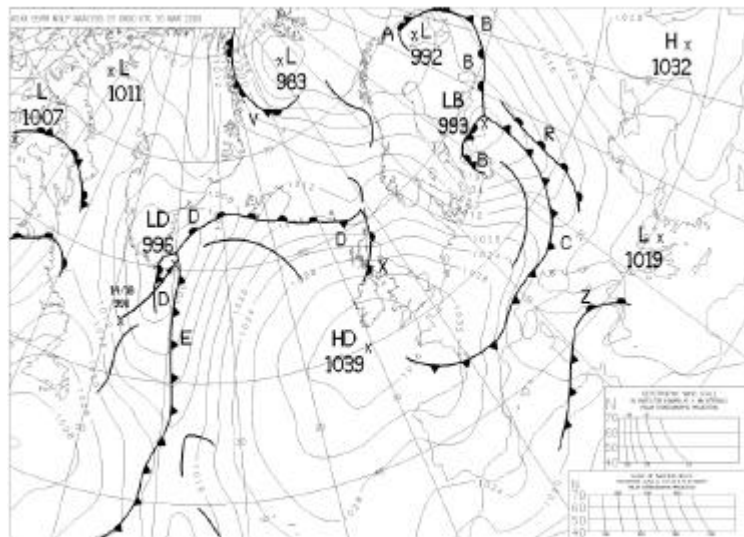


Figura VII.12: Situación sinóptica para el 15 de marzo de 2000 a las 15 UTC.

En las figuras siguientes observamos la evolución del espesor óptico de aerosoles en 440 nm y del parámetro α de Angström en el par (670,870) nm (Figura VII.13). De nuevo hemos escogido este último y no el del visible porque vimos en el capítulo V su utilidad para discriminar el tipo de aerosol continental que nos ocupa. En efecto, el episodio de aerosol continental se caracteriza principalmente por unos valores más elevados del espesor óptico de aerosoles (entre 0.25 y 0.5 en este caso, lo cual

entra en el rango que observamos para ellos en los análisis espectrales) y, principalmente, por un parámetro α de Angström en el par (670,870) nm positivo. Se observa el cambio producido al final del episodio (21 de marzo), en el que incluso no se pudieron tomar medidas por las malas condiciones atmosféricas.

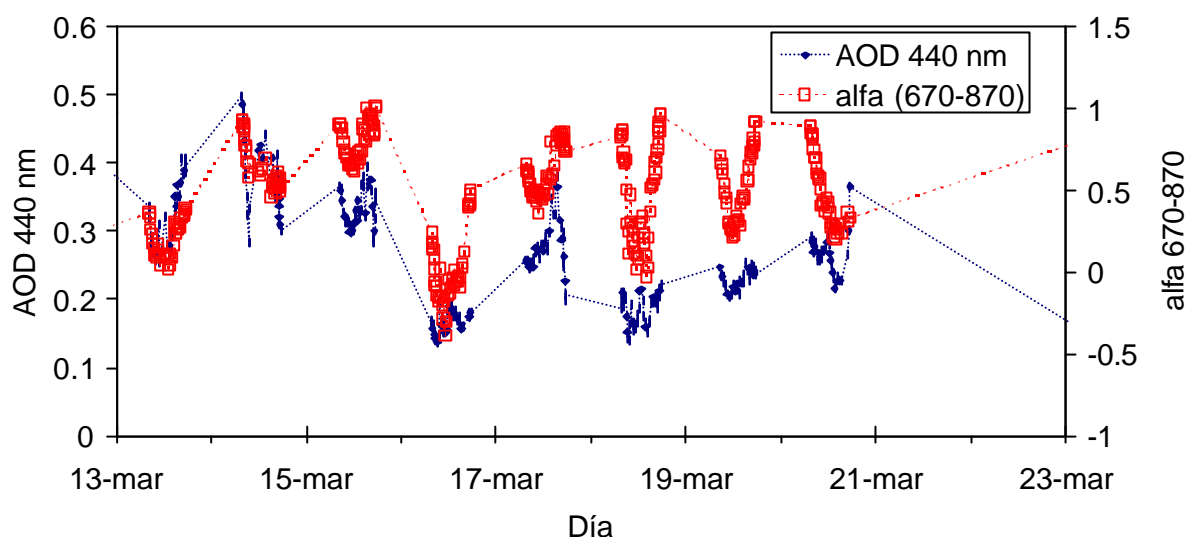


Figura VII.13: Evolución durante el episodio de masa de aire continental del espesor óptico de aerosoles a 440 nm (rhombo) y del parámetro α de Angström en el par 670-870 nm (cuadrados), obtenidos con las medidas del Cimel #48 en El Arenosillo.

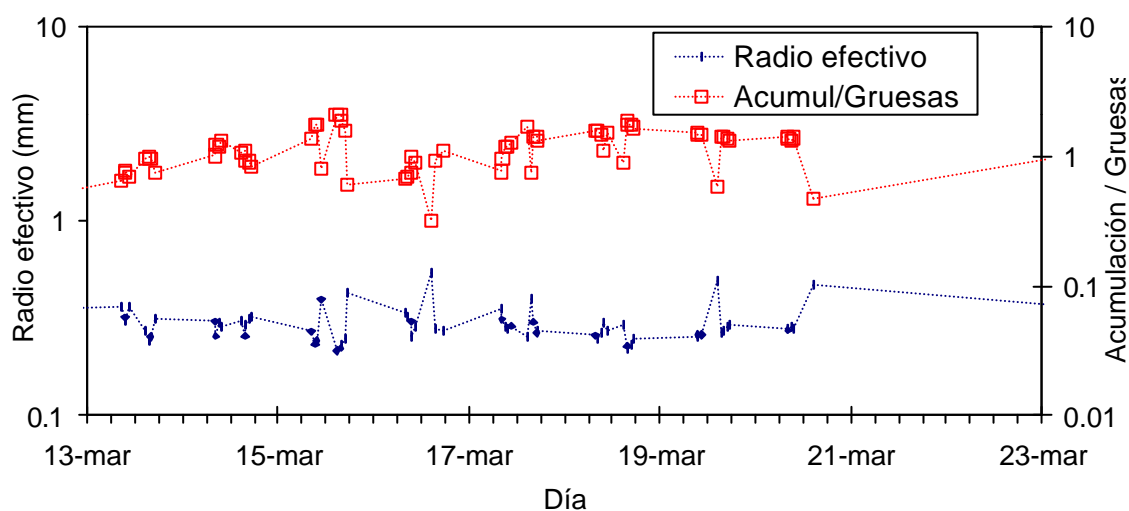


Figura VII.14: Evolución durante el episodio de masa de aire continental estudiado del radio efectivo de la distribución de tamaños del aerosol (rhombo) y de la relación entre los modos de acumulación y de partículas gruesas de la misma (cuadrados).

En cuanto a las características microfísicas (Figura VII.14) notamos una presencia de aerosoles de radios efectivos entre 0.25 y 0.4 μm , algo más altos que los esperados para este tipo de aerosol, y observamos una predominancia de un modo de acumulación (pues la razón entre modos es algo mayor que 1 en promedio durante el episodio). No obstante, parece más claro que la detección del episodio se logra, esta vez, de manera suficiente con la evolución de los parámetros de turbiedad.

Masa de aire Sahariana y aerosol desértico

El siguiente caso que mostramos es únicamente el referido a la medida del Cimel que se vió en el capítulo V (ver Figuras V.45 y 46), y sobre la que volveremos posteriormente, como parte de un episodio muy destacado de entrada de aerosol sahariano. El ejemplo es del día 12 de marzo de 2000, en el que las retro trayectorias de los niveles bajos (Figura VII.15) no tienen una procedencia muy marcada del continente africano, pero sí en cambio los niveles altos (más altos que los mostrados son todavía más claros). Por cómo se produce una entrada típica de masa de aire con aerosol desértico, esta tiende rápidamente desde su nacimiento a subir a capas más altas mediante procesos de convección, y es en las capas altas donde se sitúa este tipo de aerosol, que nosotros detectamos al medir sobre toda la columna atmosférica.

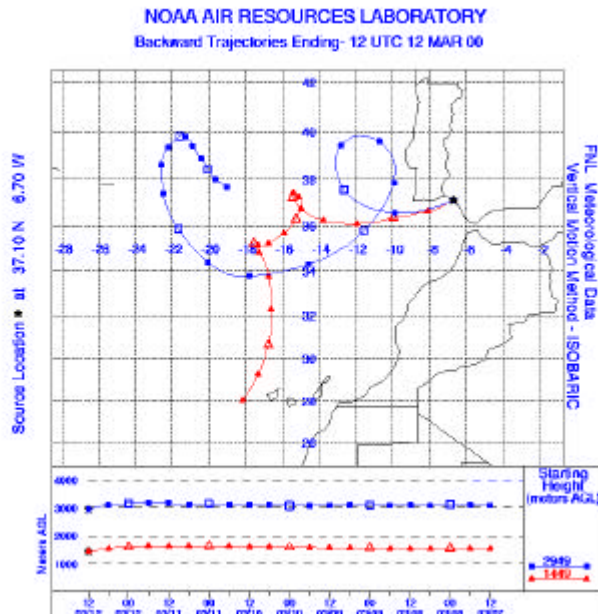


Figura VII.15: Retro trayectorias isobáricas obtenidas por el modelo HYSPLIT calculadas para el 12 de marzo de 2000 a las 12 UTC en los niveles de 1500 y 3000 m.

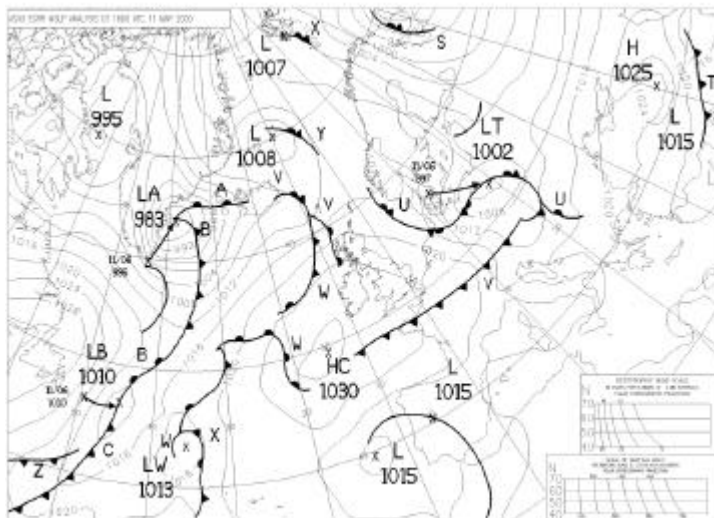


Figura VII.16: Situación sinóptica para el 11 de marzo de 2000 a las 18 UTC.

En la situación sinóptica (se muestra la disponible, el día anterior a las 18 horas UTC, en la Figura VII.21), se aprecia la situación típica en que llegan a la Península este tipo de aerosoles: son canalizados a través de los bordes orientales de bajas relativas situadas frente a las costas occidentales de la misma, o bien ante el mismo Golfo de Cádiz. Estas bajas hacen tomar a la masa de aire una trayectoria más o menos meridional dirigiéndola hacia el norte.

Como algunos de estos episodios se analizarán en el próximo capítulo de manera exhaustiva, no vamos a entrar en más detalles por el momento.

Masa de aire marítima polar

En el siguiente ejemplo nos centramos en el caso de una masa de aire marítima polar medida con el Li-Cor 1800 (al que nos referimos también en el capítulo V, Figura V.44). En concreto, el día 28 de enero de 1999. En las retrotrayectorias (Figura VII.17) observamos características generales de este tipo de masas de aire: primordialmente vienen de las costas orientales de Norteamérica, de Canadá o Estados Unidos, y viajan por el Atlántico siguiendo una trayectoria curva que las acerca a latitudes bastante superiores a las nuestras.

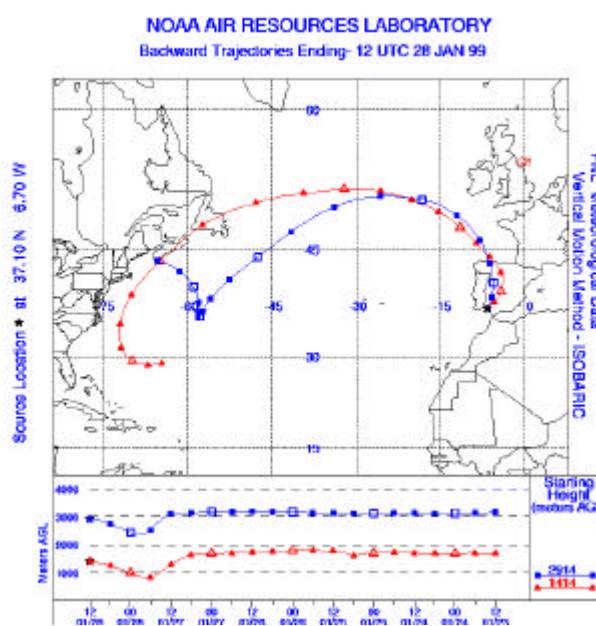


Figura VII.17: Retrotrayectorias isobáricas obtenidas por el modelo HYSPLIT calculadas para el 28 de enero de 1999 a las 12 UTC en los niveles de 1500 y 3000 m.

La situación sinóptica (Figura VII.18) confirma el origen de esta masa de aire, amén de mostrar la causa de su comportamiento: habitualmente un anticiclón potente centrado en o cerca de las islas Azores, que obliga a la masa de aire a seguir una trayectoria que lo rodee por el Atlántico norte, buscando finalmente una componente norte con la que llega a la zona de estudio.

El otro ejemplo que mostramos es el que se refiere al caso medido por el Cimel #48 y que también mostramos en el capítulo V (Figuras V.45 y 46), durante un episodio de estas características. Hemos tomado como ejemplo la medida del 17 de febrero de 2000. Las trayectorias muestran una dirección procedente del Atlántico por latitudes altas, y finalizando en una dirección meridional en nuestras

latitudes (Figura VII.19). La menor duración de la trayectoria es debida a la adecuación de la base de datos al cálculo.

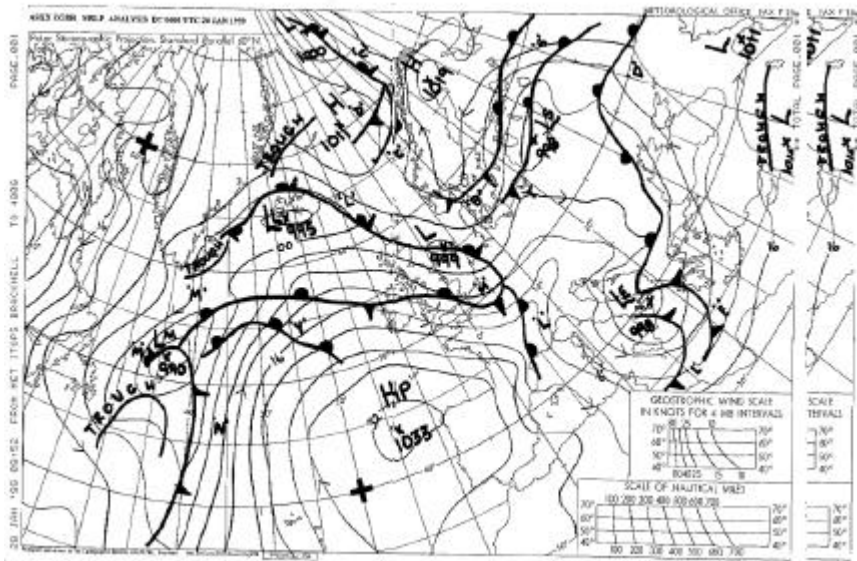


Figura VII.18: Situación sinóptica para el 28 de enero de 1999 a las 6 UTC.

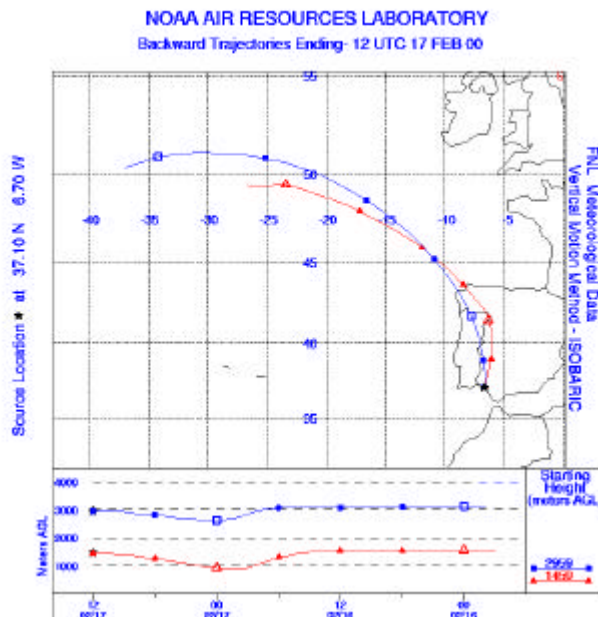


Figura VII.19: Retrotrayectorias isobáricas obtenidas por el modelo HYSPLIT calculadas para el 17 de febrero de 2000 a las 12 UTC en los niveles de 1500 y 3000 m.

No obstante, la situación sinóptica (Figura VII.20) se repite respecto a la mostrada anteriormente. Esta es, además, una situación que se produce de manera bastante común en el área de estudio. Así, un anticiclón potente situado ante las costas portuguesas canaliza la masa de aire por latitudes superiores a las nuestras antes de llegar a la zona. Este paso por el Atlántico norte acaba confiriéndola de características de masa de aire polar. El paso por la Península (que recorre de norte a sur) la debe conferir además de alguna característica de tipo continental.

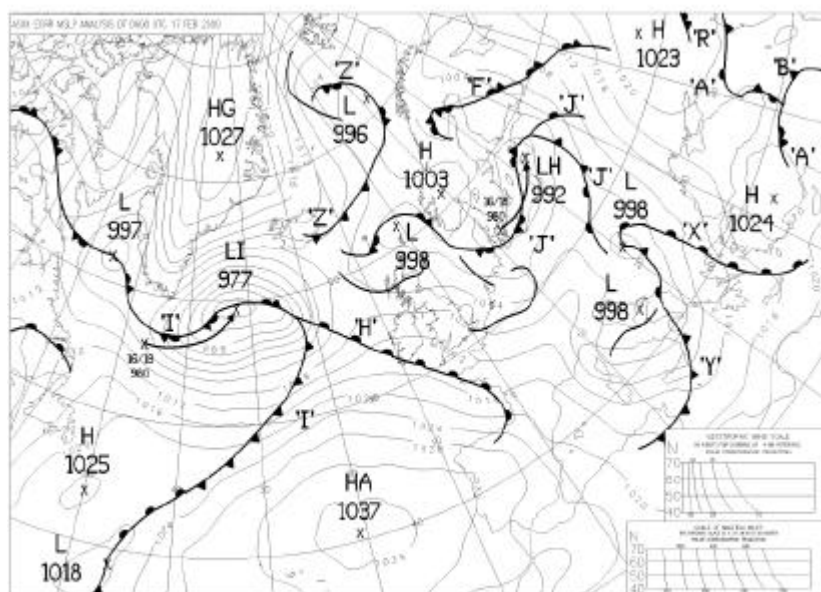


Figura VII.20: Situación sinóptica para el 17 de febrero de 2000 a las 6 UTC.

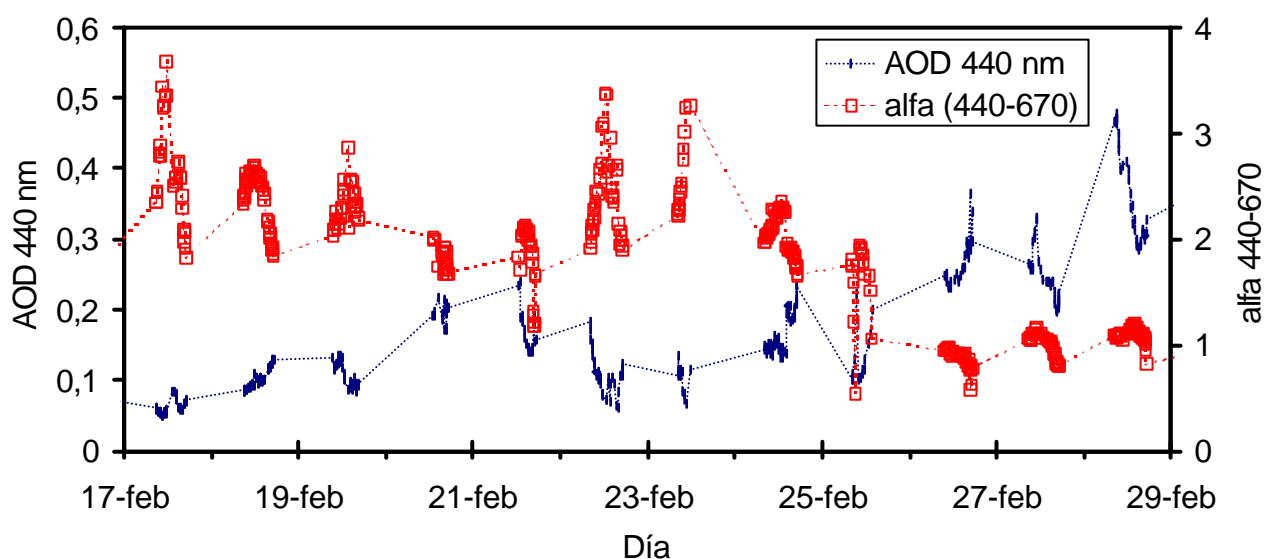


Figura VII.21: Evolución durante el episodio de masa de aire marítimo polar estudiado del espesor óptico de aerosoles a 440 nm (rombos) y del parámetro α de Ångström en el par 440-670 nm (cuadrados), obtenidos con las medidas del Cimel #48 en El Arenosillo.

En las gráficas de evolución de los parámetros de turbiedad (Figura VII.21) se aprecia fundamentalmente que tenemos durante este episodio de aerosol marítimo polar un valor bajo de espesor óptico de aerosoles en 440 nm (en general menor de 0,15, aunque con esporádicas subidas por encima de este valor). El parámetro α de Ångström en el par (440, 670) nm es superior a 1,5 (bajando en las subidas esporádicas de espesor óptico anteriormente citadas). El episodio termina claramente hacia el 26 de febrero, donde vemos una subida apreciable del espesor óptico de aerosoles en 440 nm (llegando hasta 0,8) y una bajada del parámetro α de Ångström (quedando alrededor de 1), coincidiendo con una entrada de aerosol desértico.

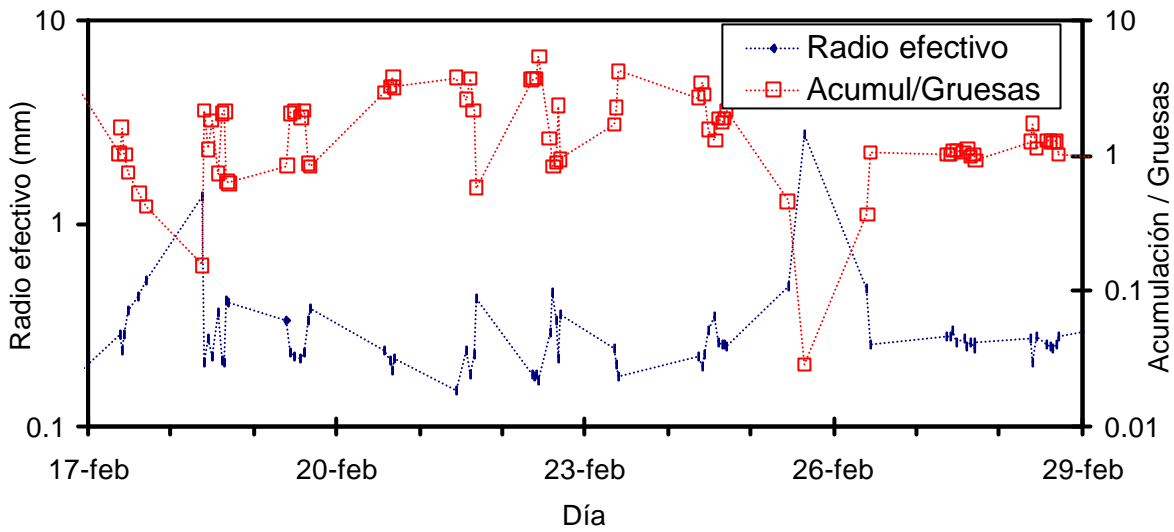


Figura VII.22: Evolución durante el episodio de masa de aire marítimo polar estudiado del radio efectivo de la distribución de tamaños del aerosol (rombos) y de la relación entre los modos de acumulación y de partículas gruesas de la misma (cuadrados).

En la evolución de los parámetros microfísicos (Figura VII.22) apreciamos evoluciones entre 0.2 y 0.4 μm para el radio efectivo y un modo de acumulación predominante, con grandes fluctuaciones en cuanto a su importancia (a veces hasta 4 veces más poblado que el modo de partículas gruesas), pero siempre presente. Estas características son típicas de los aerosoles marítimos polares, como vimos en el capítulo V. Parece, por tanto, lícito pensar que en este caso es conveniente atender tanto a parámetros radiativos como microfísicos para detectar la presencia de este aerosol.

Masa de aire Marítima tropical

Analizamos a continuación los ejemplos que se tomaron de masas de aire de tipo marítimo tropical. Así, en el caso del Li-Cor 1800 estudiamos un episodio del que tomamos el ejemplo en el día 14 de mayo de 1999. Las trayectorias muestran el camino seguido por el Atlántico, a través de latitudes bajas, procediendo incluso de zonas ecuatoriales (Figura VII.23).

Observamos en la situación sinóptica (Figura VII.24) que estamos en la situación anterior al paso de un frente. En general, una situación de bajas presiones relativas ante las costas portuguesas canalizan las masas de aire en una componente suroeste, que puede llevarlas por delante de las costas africanas, incluso recogiendo a veces algunos aerosoles de tipo desértico.

El otro ejemplo que mostramos es el que utilizamos para ilustrar este tipo de masas de aire con las medidas del Cimel #48. En este caso, del episodio que tuvo lugar extraemos las situaciones del día 30 de mayo de 2000 (ver Figura V.45 y 46). En las retrotrayectorias (Figura VII.25) observamos cómo el caso que nos ocupa es ligeramente distinto del anterior, con una masa que ha seguido un camino por latitudes no tan bajas como la anterior, ni tan altas como para considerarla marítima polar. No siendo un caso muy claro, las características de turbiedad y parámetros microfísicos están dentro de los límites que encontramos para este tipo de aerosol.

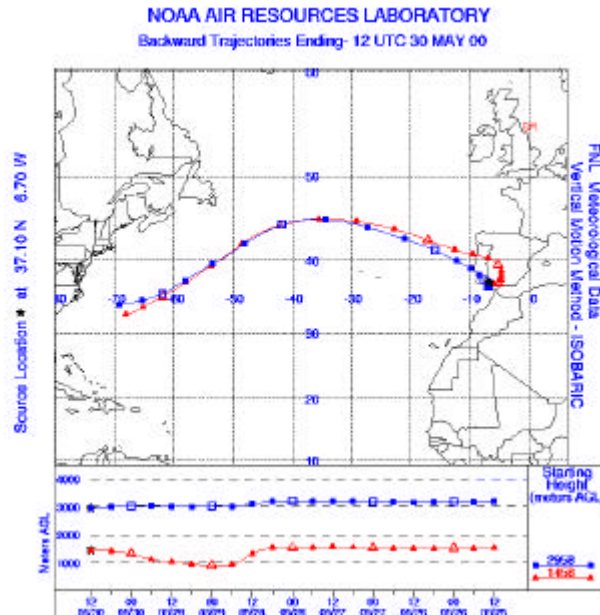


Figura VII.25: Retrotrayectorias isobáricas obtenidas por el modelo HYSPLIT calculadas para el 30 de mayo de 2000 a las 12 UTC en los niveles de 1500 y 3000 m.

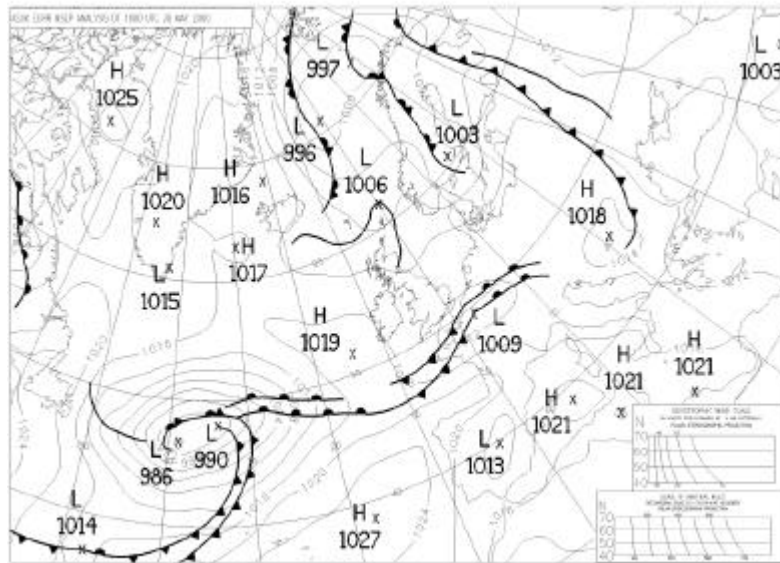


Figura VII.26: Situación sinóptica para el 30 de mayo de 2000 a las 18 UTC.

En las evoluciones en los parámetros de turbiedad (Figura VII.27) se aprecia de nuevo un espesor óptico de aerosoles bajo, observamos que entre 0.1 y 0.2. El parámetro α en el par 440-670 nm oscila entre 0.2 y 0.3, algo menor de lo esperado por el análisis espectral que hicimos en el capítulo V. El episodio termina hacia el 1 de junio, con la subida del espesor óptico, acompañada de una bajada en el parámetro α .

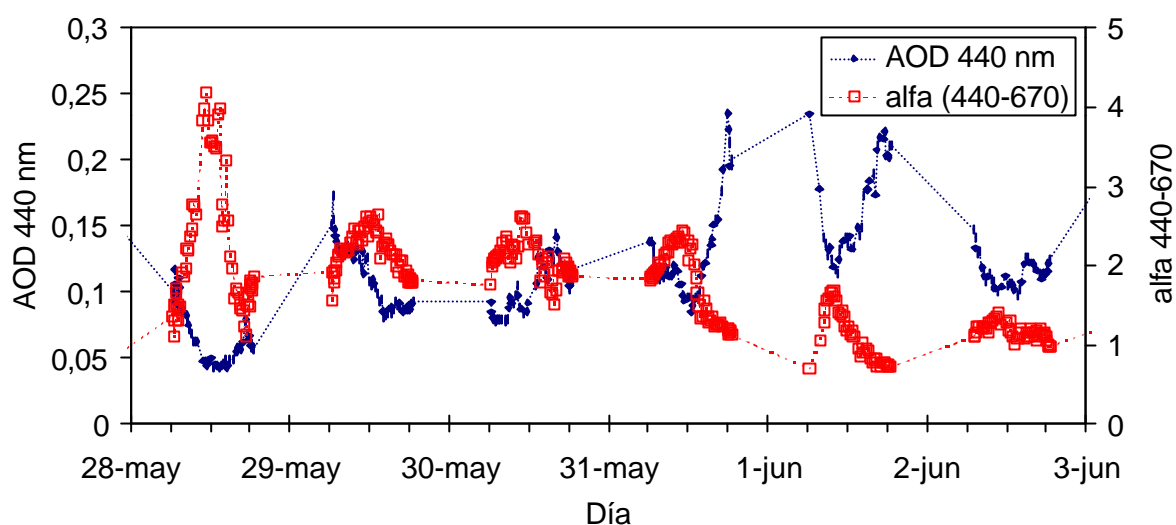


Figura VII.27: Evolución durante el episodio de masa de aire marítimo tropical estudiado del espesor óptico de aerosoles a 440 nm (rombos) y del parámetro α de Angström en el par 440-670 nm (cuadrados), obtenidos con las medidas del Cimel #48 en El Arenosillo.

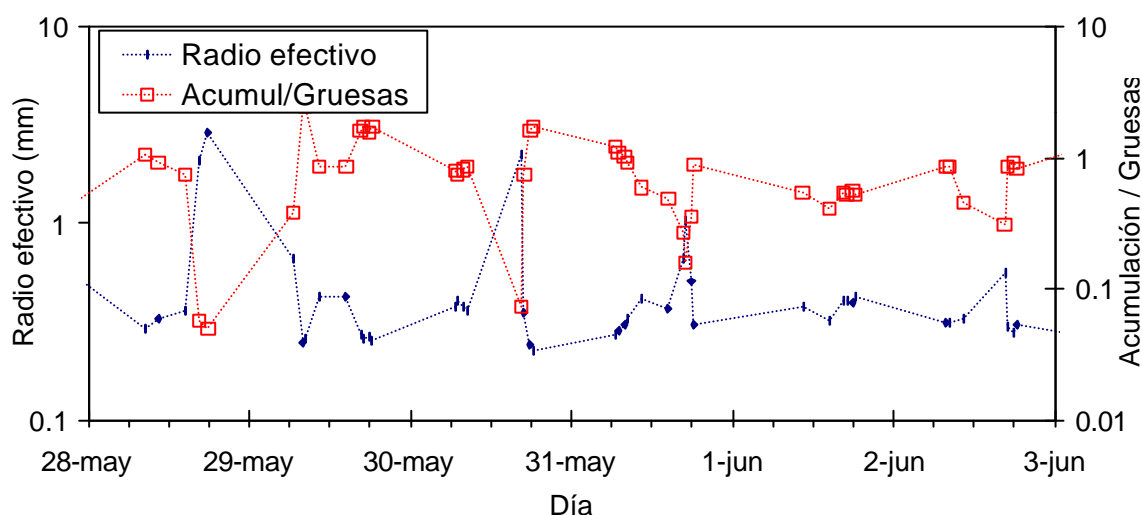


Figura VII.28: Evolución durante el episodio de masa de aire marítimo tropical estudiado del radio efectivo de la distribución de tamaños del aerosol (rombos) y de la relación entre los modos de acumulación y de partículas gruesas de la misma (cuadrados).

En la evolución de los parámetros microfísicos (Figura VII.28) notamos una gran variabilidad en el radio efectivo y en la relación entre modos, predominando la situación en que se dan partículas gruesas. Los radios efectivos, aun fluctuantes, son altos en comparación con los que vimos en aerosoles marítimos polares: entre 0,2 y 0,5 μm es la media de los mismos. Podemos concluir que las partículas integrantes del aerosol marítimo polar son menores que las integrantes del marítimo tropical, como es de esperar por las características y nacimiento de los mismos [ver D'Almeida et al., 1991]. Así, la importancia de espesores ópticos algo más altos y de esta característica microfísica parece predominar en la detección de aerosoles marítimos tropicales.

Los ejemplos mostrados son referidos a los casos de tipos de aerosol que se expusieron en el capítulo V, pero se han escogido asimismo como representativos, por sus características genéricas, de

cada una de las situaciones típicas en las que se miden estos tipos de aerosol de forma más clara. A pesar de todo ello, encontrar situaciones muy claras que definan unívocamente un tipo de aerosol no es fácil en esta zona de estudio, y especialmente en el tipo de aerosol marítimo, bien tropical o polar, donde se ha encontrado una mezcla con otros tipos de aerosol más acusada, siendo precisamente este tipo de aerosol el más frecuente en la zona. Todo ello muestra la dificultad de este tipo de análisis.

VII. 3. CARACTERIZACIÓN DE LAS MASAS EN EL ARENOSILLO

Una vez estudiadas las procedencias de las masas de aire sobre el Golfo de Cádiz en los años 1999 y 2000, apoyándonos en las retrotrayectorias calculadas para las alturas de 1000, 2000 y 3000 m por el modelo HYSPLIT y en los mapas sinópticos disponibles, hemos observado el siguiente histograma de frecuencias de los tipos anteriormente determinados (Figura VII.29):

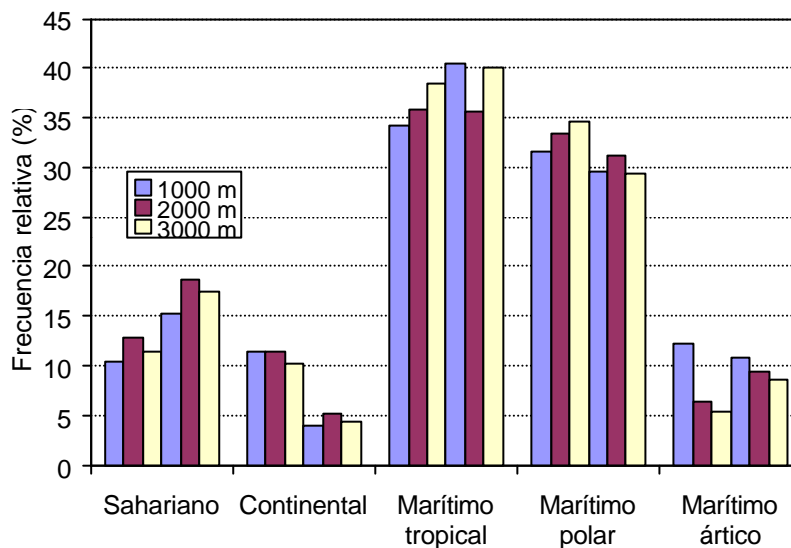


Figura VII.29: Histograma de evolución de los tipos de masas presentes en la zona de estudio. Están representadas las frecuencias relativas de los tipos de trayectorias que acaban en las tres alturas de 1000, 2000 y 3000 m SNM. En cada tipo, las tres primeras se refieren al año 1999 y las tres últimas al 2000.

En el histograma se han representado por separado los dos años, de modo que las primeras seis barras, por ejemplo, indican el número de retrotrayectorias a 1000, 2000 y 3000 m que marcan procedencia sahariana para 1999 y lo mismo (a 1000, 2000 y 3000 m) para el año 2000.

Esto ha sido llevado a cabo para comprobar si una clasificación grosera realizada de este modo es capaz de generarnos unos valores, para los distintos parámetros radiativos y de turbiedad, parecidos a los que obtuvimos mediante el análisis realizado en los capítulos anteriores.

Comprobamos inmediatamente los siguientes puntos:

- Las masas más frecuentes son las marítimas, tanto tropicales como polares. Parecen más abundantes las tropicales, si bien también, recordemos, se han acabado considerando como tales las provenientes del Mediterráneo o que pasaron varios días en este mar. Es de esperar que la carga de aerosoles de estos casos sea un poco mayor.
- Las menos frecuentes son la continental y la marítima ártica. La lejanía de la costa norte de España de la zona de estudio añade la suficiente dificultad para que cualquier masa de aire directa del ártico tenga que atravesar toda la Península de norte a sur, justificando el segundo resultado. En cuanto al

primero, la misma explicación puede valer para una masa que la tenga que atravesar de noreste a suroeste. Además, la circulación habitual de vientos en la zona marca las direcciones preferentes, y las masas que, permaneciendo en la península, llegan a bajar a la latitud de la zona de estudio son contadas. Estos dos primeros resultados coinciden con las frecuencias observadas con los análisis de las propiedades radiativas de los anteriores capítulos: los aerosoles mayoritariamente observados eran los marítimos.

- No hay grandes diferencias entre los dos años, lo cual apoya en gran medida las conclusiones que obtengamos, salvo quizá el caso del tipo de masa continental.
- En cuanto a los errores, una estimación de lo relevante que es un cálculo de retrotrayectorias es observar, de los tres niveles calculados, si alguno de ellos tiene una trayectoria muy distinta que los otros. Así, se puede observar en la figura cómo, en general, el número de medidas para cada tanda de niveles/estación es comparable, aunque el caso que en proporción es más confuso es el de las masas marítimas árticas. Parece claro, pues, que una masa marítima ártica no sólo lo tiene difícil para llegar a El Arenosillo, sino que cuando lo hace es habitualmente un tanto mezclada, pues el resto de partículas que siguen las otras trayectorias puede provenir de otro tipo de masas.

En la siguiente tabla (VII.1) contemplamos las frecuencias relativas de aparición de cada masa, referida mediante la trayectoria del nivel correspondiente, habiendo unido los dos años de estudio.

Masa	1000 m	2000 m	3000 m	Media	Desv. Est.
<i>Sahariana</i>	12.85	15.72	14.48	14.35	1.44
<i>Continental</i>	7.73	8.41	7.31	7.82	0.56
<i>Mar. Tropical</i>	37.29	35.72	39.17	37.40	1.73
<i>Mar. Polar</i>	30.52	32.28	32.00	31.60	0.94
<i>Ártica</i>	11.60	7.86	7.03	8.83	2.43

Tabla VII.1: Frecuencias relativas (%) de aparición de los tipos de masas de aire que aparecen en El Arenosillo. Estadística realizada sobre los años 1999 y 2000.

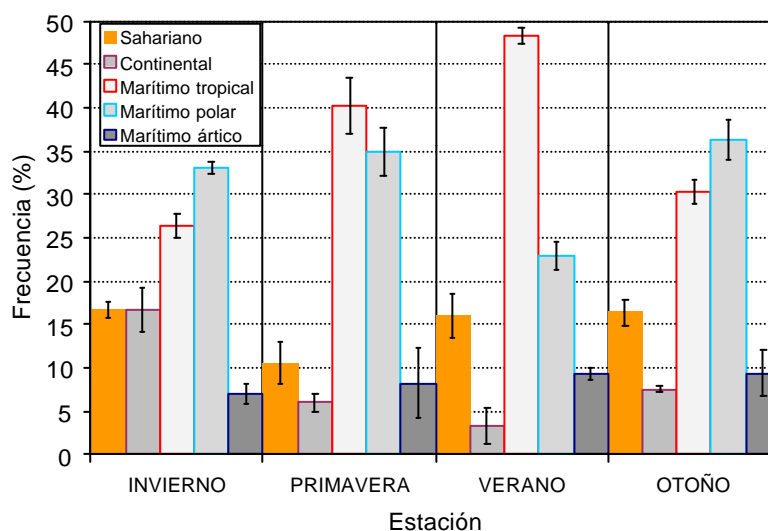


Figura VII.30: Evolución estacional de las frecuencias relativas de aparición de cada tipo de masa de aire, promediando los dos años estudiados.

Sahariana	Invierno	Primavera	Verano	Otoño
<i>Tray. 1000 m</i>	17.09	8.24	13.22	15.82
<i>Tray. 2000 m</i>	15.72	13.19	17.93	18.08
<i>Tray. 3000 m</i>	17.50	10.27	16.85	15.25
<i>Media</i>	16.77	10.57	16.00	16.38
<i>Desv. Est.</i>	0.93	2.49	2.47	1.49

Continental	Invierno	Primavera	Verano	Otoño
<i>Tray. 1000 m</i>	13.92	6.59	5.75	7.34
<i>Tray. 2000 m</i>	18.87	6.59	2.72	7.91
<i>Tray. 3000 m</i>	17.50	4.86	1.63	7.34
<i>Media</i>	16.76	6.02	3.36	7.53
<i>Desv. Est.</i>	2.55	1.00	2.13	0.33

Marítima Tropical	Invierno	Primavera	Verano	Otoño
<i>Tray. 1000 m</i>	27.85	40.66	47.70	30.51
<i>Tray. 2000 m</i>	25.16	36.81	47.83	28.81
<i>Tray. 3000 m</i>	26.25	43.24	49.46	31.64
<i>Media</i>	26.42	40.24	48.33	30.32
<i>Desv. Est.</i>	1.35	3.24	0.98	1.42

Marítima polar	Invierno	Primavera	Verano	Otoño
<i>Tray. 1000 m</i>	32.91	31.87	24.71	33.90
<i>Tray. 2000 m</i>	33.96	36.26	21.74	36.72
<i>Tray. 3000 m</i>	32.50	36.76	22.28	38.42
<i>Media</i>	33.12	34.96	22.91	36.35
<i>Desv. Est.</i>	0.75	2.69	1.58	2.28

Ártica	Invierno	Primavera	Verano	Otoño
<i>Tray. 1000 m</i>	8.23	12.64	8.62	12.43
<i>Tray. 2000 m</i>	6.29	7.14	9.78	8.47
<i>Tray. 3000 m</i>	6.25	4.86	9.78	7.34
<i>Media</i>	6.92	8.22	9.40	9.42
<i>Desv. Est.</i>	1.13	4.00	0.67	2.67

Tabla VII.2: Frecuencias relativas (%) de aparición de los tipos de masas de aire que aparecen en El Arenosillo según la estación del año. Estadística hecha sobre el período 1999-2000.

Vamos a observar la evolución anual de las masas, si bien aquí se han unido los dos años de estudio para mostrar los resultados globales. Como hemos visto, las mayores diferencias si dividimos los dos años aparecen en las masas de aire menos frecuentes, en especial en la continental. En la siguiente figura (Figura VII.30) se ha añadido una barra de error a cada punto, representando la

desviación estándar de las frecuencias estacionales de cada tipo de masa con respecto a las tres trayectorias vistas. A tenor de la figura, comprobamos cómo esta evolución tiene las características siguientes:

- Durante todo el año parecen predominantes las masas de aire marítimas tropicales y polares. En otoño e invierno, las masas de aire polares son mayoría, pero seguidas muy de cerca por las masas tropicales. En cuanto al verano, la diferencia es muy grande, teniendo una frecuencia muy elevada de masa de aire de tipo marítimo tropical. Prácticamente la mitad de las masas de aire que llegan a El Arenosillo en verano son de este tipo.
- Las entradas de aire sahariano parecen repartirse por todo el año, pero su frecuencia decae especialmente en primavera, donde la circulación de vientos las inhibe. Su mayor importancia relativa se da en invierno.
- La estacionalidad más acusada es la de las masas de tipo marítimo tropical, con un máximo en verano, y las de marítimo polar, con el mínimo en verano, estando ambas prácticamente anticorrelacionadas. De forma relativa, también hay una acusada estacionalidad en las masas de aire continentales. Como vemos en la figura, éstas son bastante importantes en invierno, donde la circulación de vientos (de tipo ciclónico sobre Europa habitualmente) permite su llegada a El Arenosillo. También poseen un mínimo en verano. La estacionalidad en las saharianas se marca por el mínimo en primavera. Curiosamente, las masas árticas parece que llegan más difícilmente en invierno.
- Nótese que los mayores errores (las mayores desviaciones estándar con las tres trayectorias) se dan en las masas de aire sahariano y las marítimas tropicales de primavera, a tal punto que éstas pueden igualarse en número con las polares en esta estación. En ella, también puede concluirse que los otros tres tipos tienen una frecuencia prácticamente igual entre sí.

En las tablas adjuntas (Tabla VII.2) se especifican las frecuencias relativas de cada masa de aire en cada estación, en tantos por ciento.

VII.3.1. Correlaciones con parámetros de aerosoles

Ahora intentamos buscar la relación entre los parámetros de aerosoles que hemos descrito en el capítulo anterior y los tipos de masas presentes durante cada día de medida, pero llegando a ella a través únicamente de este estudio basado en trayectorias. Observaremos que los resultados son similares a los obtenidos en el estudio puramente radiativo.

Utilizaremos para ello las medias diarias de los distintos parámetros, tanto radiativos como microfísicos, de los aerosoles. Además, en el punto de escribir esta memoria, se van a utilizar las medidas que están suficientemente garantizadas y numerosas. Este estudio pretende abrir una investigación que, utilizándolo como base, será muy fácil actualizar en los próximos años de medidas en nuestra zona.

En la Figura VII.31, para empezar, observamos la dependencia espectral y la amplitud de valores de espesor óptico de aerosoles que cada masa de aire tiene como promedio (y su desviación).

Son estadísticas hechas con las retrotrayectorias que terminan a 1000 m de altura, pero las de otras alturas reproducen este mismo comportamiento y valores análogos del espesor óptico. Observamos en primer lugar cómo, en contra de lo que cabría esperar, la dependencia espectral del espesor óptico no es tan diferente entre distintos tipo de aerosol. A esto retornaremos cuando tratemos los parámetros α de

Angström. El espesor más alto con diferencia es el de las masas de aire saharianas, seguido de las de tipo continental. El espesor a 1020 nm es un poco más alto en las del caso marítimo tropical. La turbiedad baja a valores mínimos cuando se trata de las masas de aire polar y, sobre todo, ártica. Como esperábamos, ésta es la que menor carga de aerosoles soporta. Una vez representadas las desviaciones estándar de los espesores ópticos anteriores, en forma de barras de error en la figura, observamos cómo la masa de aire marítimo tropical es la que más se presta a confusión, en especial con las demás masas de aire marítimas, pues el valor medio con esa desviación es el que se solapa con más tipos distintos de aerosoles.

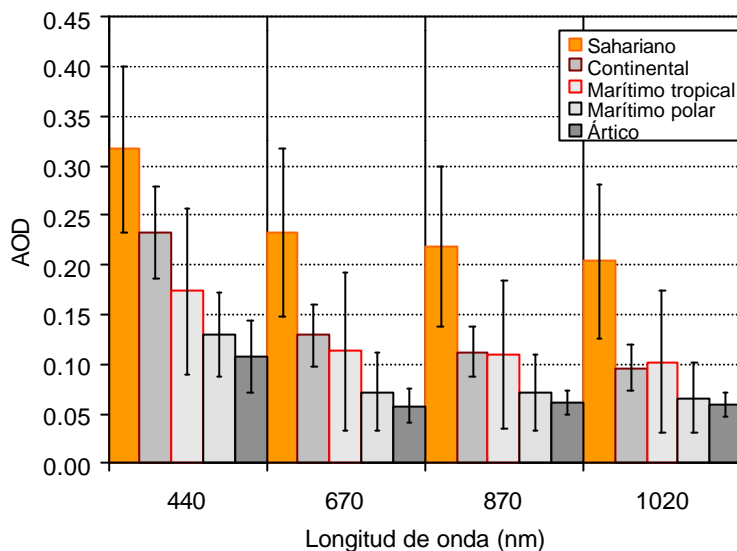


Figura VII.31: Evolución estacional de los promedios (y las desviaciones) del espesor óptico de aerosoles medido para cada tipo masa de aire en la zona de estudio con el Cimel #48.

Si comparamos con la Tabla V.9, donde observamos los rangos en los que se producía cada tipo de aerosol, notamos unos valores realmente parecidos a los promedios de este análisis de fundamento completamente distinto. Así, allí obtuvimos, por ejemplo, para el espesor óptico de aerosoles en 440 nm unos valores de 0.5 y mayores en aerosoles desérticos, que aquí se han reducido; unos valores entre 0.2 y 0.5 para continentales, que coinciden con lo obtenido ahora; unos valores entre 0.1 y 0.2 para aerosoles marítimos tropicales, de los que aquí hemos encontrado mayor dispersión por las razones expuestas; unos valores entre 0.05 y 0.1 para aerosoles marítimos polares y árticos, resultado que aquí corroboramos de nuevo. Además, allí se especificaba que los valores menores se obtenían midiendo aerosoles árticos, cosa que de nuevo aquí ha sido demostrada. Análogos resultados se obtenían para las demás longitudes de onda, siempre con valores mayores de aerosol desértico en el análisis de las propiedades radiativas (aunque a tenor de estos resultados podría replantearse si es posible tener aerosol desértico en un rango de espesores ópticos más amplio, ampliando el límite inferior del mismo).

Más complicado lo tenemos si atendemos a la pendiente de este espesor óptico, es decir, en definitiva, al parámetro α de Angström. Como vemos en la Figura VII.32, son más bien las relaciones entre los parámetros definidos en unos y otros intervalos los que nos pueden dar una idea. Parece claro que la masa de aire sahariano tiene menos diferencia entre las pendientes de las distintas partes del espectro de espesor óptico de aerosoles. Su comportamiento es parecido a la masa continental, si bien este tipo de aerosol parece tener una pendiente más elevada en el espectro. Las masas marítimas parecen caracterizarse:

- Por una mayor diferencia entre las pendientes en el tramo inicial del espectro (470-670 nm) y las del tramo final (670-870).

Por un parámetro α de Angström negativo en la mayoría de los casos (apenas entran en valores positivos los valores del mismo en 670-870 nm).

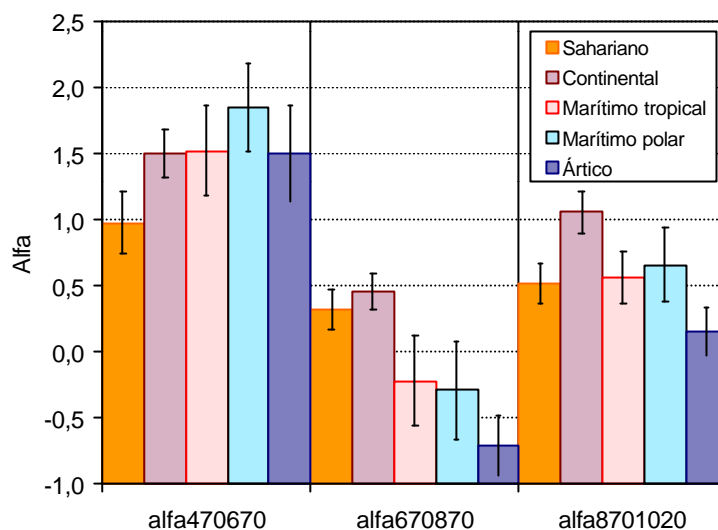


Figura VII.32: Evolución estacional de los promedios (y las desviaciones) del parámetro α de Angström medido para cada tipo masa de aire en la zona de estudio con el Cimel #48.

Como vemos, de nuevo es el parámetro α de Angström en el par 670-870 nm el que parece revelarse clave para discriminar distintos tipos de aerosoles. Los resultados, pues, siguen las tendencias descritas en el análisis de las propiedades radiativas (ver capítulo V). Así, el aerosol desértico y el continental son los únicos que hacen positivo este parámetro, siendo más alto el continental, lo cual coincide con el resultado radiativo (el continental podía llegar desde 0.5 a 1.5; aquí el resultado es más bajo, pero se trata de medias, y sigue siendo el aerosol que da el valor más alto; el sahariano se acercaba a cero tanto como en estos resultados); los aerosoles árticos daban los valores más negativos. Los aerosoles marítimos conseguían también los valores mayores del parámetro α en el par 440-670 nm. Los valores en el análisis de propiedades radiativas mostraban rangos mucho más amplios que en el presente, pero aquí, recordemos, hablamos de medias.

Aunque la clasificación obtenida no es concluyente, podemos comprobar en el futuro su validez atendiendo a los rangos aquí extraídos. No obstante, pensamos que los resultados deben apoyar la idea de que esta clasificación es un buen intento para ir diferenciando las masas de aire que sobre la estación de medida se pueden introducir, así como que refuerzan las conclusiones obtenidas en los capítulos V y VI.

Observamos en la Tabla VII.3 los valores anteriormente representados. Los valores obtenidos tienen correspondencia en la bibliografía (ver capítulo I) [Hansen and Travis, 74; Shettle and Fenn, 79; Deepak, 83; d'Almeida, 91; Liou, 92; Koepke et al., 97; Hess et al., 98]. Si recogemos, por ejemplo, los que se proponen en el modelo de aerosoles OPAC [Hess et al., 98], desarrollado en 1998, observamos cómo las propiedades de los diferentes tipos de aerosol descritos son parecidas a las que aquí encontramos. No hemos introducido ningún tipo de aerosol urbano, si bien esta asunción debemos tomarla con reservas, pues no hemos podido cuantificar de momento la posible influencia que el entorno urbano de la ciudad de Huelva pueda tener, en especial su polo industrial. Ello requiere un

estudio adicional, pero no disponemos de datos de concentración de partículas dados en el ámbito de contaminación atmosférica de la zona.

Masa	AOT 440	AOT 670	AOT 870	AOT 1020	Alfa 470-670	Alfa 670-870	Alfa 870-1020	Alfa 440-870	Alfa 440-1020
Sahariana	0.32	0.23	0.22	0.20	0,98	0,31	0,52	0,72	0,68
Continental	0.23	0.13	0.11	0.10	1,50	0,46	1,05	1,10	1,09
Mar. Tropical	0.17	0.11	0.11	0.10	1,52	-0,22	0,57	0,85	0,80
Mar. Polar	0.13	0.07	0.07	0.07	1,85	-0,29	0,66	1,03	0,96
Artica	0.11	0.06	0.06	0.06	1,49	-0,72	0,15	0,65	0,55
Desviacs.									
Sahariana	0.17	0.17	0.16	0.15	0,46	0,30	0,30	0,35	0,33
Continental	0.09	0.06	0.05	0.05	0,36	0,27	0,31	0,23	0,24
Mar. Tropical	0.17	0.16	0.15	0.14	0,68	0,68	0,39	0,37	0,35
Mar. Polar	0.09	0.08	0.07	0.07	0,67	0,74	0,56	0,40	0,40
Artica	0.07	0.04	0.03	0.02	0,72	0,45	0,35	0,35	0,34

Tabla VII.3: Medias y desviaciones de los parámetros radiativos de los aerosoles que corresponden a cada masa de aire, obtenidos con el Cimel #48 en El Arenosillo.

En cuanto a los valores, aunque son más bajos, en promedio, que los obtenidos en nuestro estudio, son de una importancia relativa similar. Así, la media del espesor óptico a 550 nm en OPAC es de 0.286 para aerosol desértico, 0.151 para aerosol continental, 0.063 para el ártico. El marítimo tropical, con 0.056 de media, no se corresponde, en cambio, con lo que nosotros estamos midiendo, siendo nuestros valores bastante más elevados. Si bien, en el estudio previo que hemos hecho, recordamos que el tipo de aerosol marítimo tropical no era precisamente el que menos turbiedad provocaba. En la zona de estudio, el aire marítimo tropical llega habiendo pasado frecuentemente por las inmediaciones del continente africano, y con viento de poniente, precisamente en la dirección de los principales núcleos urbanos cercanos a la zona de estudio (Mazagón y Huelva, de más a menos próximo), evoluciones que pueden estar introduciendo un incremento en la turbiedad. Es decir, parece contener siempre una cierta mezcla de aerosol continental.

En cuanto a los valores del parámetro α de Angström, no encontramos una diferencia tan evidente como en la literatura se presenta, siendo especialmente llamativo el caso del aerosol sahariano: si el tipo de aerosol es desértico, era de esperar una pendiente aún más reducida en el espectro de espesor óptico de aerosoles. La pendiente más alta debería producirse en los aerosoles continentales, cosa que ocurre sólo en el último par de longitudes de onda [ver, por ejemplo, el estudio de Lehman y Koepke, 2000. Llamamos la atención sobre este estudio, cuyos resultados no fueron muy concluyentes]. Aquí parece claro que los resultados apuntan a realizar las discriminaciones con los mismos criterios que en el análisis radiativo del capítulo V.

Si atendemos ahora, finalmente, a las características microfísicas de los aerosoles, podemos comprobar en la Tabla VII.4 alguna forma de distinguir entre los distintos tipos. Como vemos, en este caso el aerosol que hemos calificado de continental tiene un modo de acumulación muy marcado, y el sahariano tiene un modo de partículas gruesas muy marcado. Si en el radio efectivo, por otra parte, no encontramos diferencias apreciables entre las tres masas marítimas, sí lo encontramos si utilizamos la relación de pesos entre los modos acumulación/grueso, de modo que las partículas árticas son más grandes que las tropicales, y estas más que las marítimas polares.

Comparando con el resultado del análisis puramente microfísico y radiativo del capítulo VI, esta vez no tenemos una relación tan clara. Sin embargo, hemos visto la fuerte variabilidad de estos parámetros microfísicos, por lo que también se puede prever un error mayor, además de las limitaciones del método empleado en dicho capítulo. Especialmente llama la atención que el aerosol desértico tenga un radio efectivo mucho mayor del obtenido entonces, y mayor del esperado en la bibliografía [D'Almeida et al., 1991].

Masa	Radio Efectivo	Acuml/gruesas
Sahariana	0.70	0.67
Continental	0.30	1.17
Mar. Tropical	0.41	0.91
Mar. Polar	0.46	1.01
Artica	0.43	0.79

Desviaciones		
Sahariana	0.80	0.55
Continental	0.02	0.27
Mar. Tropical	0.27	0.51
Mar. Polar	0.44	0.69
Artica	0.16	0.48

Tabla VII.4: Medias de los parámetros microfísicos de los aerosoles pertenecientes a los tipos de masas de aire que aparecen en El Arenosillo, obtenidos a partir de las distribuciones de tamaños a través del método de Dubovik con las medidas del Cimel #48 en El Arenosillo.

VII.3.1.1. Extensión al año 99

Hemos intentado realizar la clasificación anterior, con los pocos datos que tenemos para el año 99. La clasificación da como resultado los valores de la Tabla VII.5.

Masa	Número de apar.	AOT	AOT	AOT	AOT	Alfa	Alfa	Alfa
		450	670	870	1020	350-400	ventanas	IR
Sahariana	0							
Continental	7	0.17	0.08	0.09	0.08	3.87	1.26	-0.99
Mar. Tropical	10	0.19	0.10	0.10	0.08	3.91	0.93	-0.97
Mar. Polar	8	0.17	0.10	0.10	0.10	4.25	0.97	-1.20
Artica	5	0.16	0.09	0.10	0.10	4.67	0.67	-1.35

Desviaciones								
Sahariana	0							
Continental	7	0.06	0.02	0.02	0.02	0.45	0.38	0.45
Mar. Tropical	10	0.09	0.05	0.04	0.03	1.56	0.38	1.27
Mar. Polar	8	0.13	0.08	0.05	0.04	1.53	0.28	1.01
Artica	5	0.07	0.04	0.02	0.02	1.95	0.39	1.00

Tabla VII.5: Medias y desviaciones de los parámetros radiativos de los aerosoles que corresponden a cada masa de aire, obtenidos con el Li-Cor 1800 en El Arenosillo durante el año 1999.

Como vemos, son muy pocos datos (ningún dato se midió durante episodios de polvo sahariano, por ejemplo). Lo que ocurre, debido a ello, es que no tenemos ninguna forma de distinguir las masas por el espesor óptico promedio que nos ha salido, aunque en el parámetro α de Angström, y por ello, en el radio efectivo de la distribución, las cosas mejoran, ya que nuestra abundante información espectral logra parcelar mejor los comportamientos espectrales de los diferentes tipos de aerosol. Así,

- el último tramo, en el infrarrojo, es el más creciente en las masas árticas, y menos en las marítimas tropicales. Parece que a mayor carga potencial de aerosol hay menos pendiente en el infrarrojo.
- en el visible la pendiente es mayor en el caso de aerosol continental, algo que hemos visto también con el Cimel. La masa ártica nos sale con muy poca pendiente, lo cual da un importante papel a un modo de partículas gruesas, que también nos ha dado como resultado las medidas con el Cimel.

En el ultravioleta, la masa ártica tiene más pendiente, siendo la continental la que menos pendiente tiene. La tendencia es contraria al visible, siendo la combinación de estos rangos la que nos podría permitir distinguir mejor el tipo de aerosol.

Los resultados genéricos expuestos, pese a la poca extensión del análisis, son relativamente parecidos, al menos en tendencias, a los obtenidos en el análisis relativo a las propiedades radiativas del capítulo V. En cuanto a los valores, la confusión aquí es mucho mayor. Por ejemplo, no aparecen promedios positivos en el parámetro α del IR, mientras que esos casos nos distinguían al aerosol continental en el análisis de propiedades radiativas. No obstante, los puntos marcados en último lugar podrían ser conclusiones de aquél análisis, como vimos, lo cual es un buen resultado: pese a las limitaciones del método descrito, extrae conclusiones similares al método de análisis desarrollado con los parámetros de turbiedad, de fundamentos tan diferentes.

BIBLIOGRAFÍA

- Capel Molina, J.J. (1981), *Los climas de España*. Barcelona: Oikos-Tau. ISBN 8428104921
- Carvalho, F. (1998) *Modelo espectral simplificado de transeferência radiativa com céu limpo para portugal*, Tese para grau de Mestre en Ciências Geofísicas. Univ. Lisboa.
- Carvalho, F., Henriques, D. (2000) Use of Brewer ozone spectrophotometer for aerosol optical depth measurements on ultraviolet region, *Adv. Space Res.*, **25** (5), 997-1006.
- d'Almeida, G. A., P. Koepke, E. P. Shettle (1991) *Atmospheric Aerosols: Global Climatology and Radiative Characteristics*. A. Deepak Publishing, 561 pp.
- Danielsen, E. F. (1961) Trajectories: Isobaric, isentropic and actual. *J. Meteorol.*, **18**, 479-486.
- Deepak, A., and H. E. Gerber, Eds. (1983) Report of the experts meeting on aerosols and their climatic effects. *WCP-55*, 107 pp. [Disponible en la World Meteorological Organization, Case Postale No. 5, CH-1211 Geneva, Switzerland.]
- Derber J.C., D.F. Parrish, S.J. Lord (1991) The new global operational analysis system at the National Meteorological Center, *Weather and Forecasting*, **6**, 538-547.
- Díaz, J.P., F.J. Expósito, C.J. Torres, V. Carreño, A. Redondas (2000) Simulation of mineral dust effects on UV radiation levels, *J. Geophys. Res.*, **105**, 4979-4991.
- Díaz, J.P., F.J. Expósito, A. Díaz (1994) Measurements of aerosols from Tenerife, en *Air Pollution '94*, ed. J.M. Baldasano, C.A. Brebbia, H. Power y P.Zannetti, 400-408, Comput. Mech., Southampton, England.
- Draxler, R.R. (1996) Boundary layer isentropic and kinematic trajectories during the August 1993 North Atlantic Regional Experiment Intensive, *J. Geophys. Res.*, **101** (D22), 29255-29268.
- Draxler, R.R. and G.D. Hess (1997) Description of the HYSPLIT_4 modeling system, *NOAA Technical Memorandum ERL ARL-224*, December, 24 p.
- Draxler, R.R. and G.D. Hess (1998) An overview of the HYSPLIT_4 modelling system for trajectories, dispersion and deposition, *Aust. Met. Mag.*, **47**, 295-308.
- Dutton, E.G., P. Reddy, S. Ryan, J.J. DeLuisi (1994) Features and effects of aerosol optical depth observed at Mauna Loa, Hawaii, 1982-1992. *J. Geophys. Res.*, **99**, 8295-8306.
- Gröbner, J., R. Vergaz, V.E.Cachorro, D.V.Henriques, K.Lamb, A. Redondas, J.M. Vilaplana, D.Rembges (2001) Intercomparison of aerosol optical depth measurements in the UVB using Brewer spectrophotometers and a Li-Cor spectrophotometer, *Geophys. Res. Lett.*, **28** (9), 1691-1694.
- Hänel, G., and B. Zankl (1979) Aerosol size and relative humidity: Water uptake by mixtures of salts. *Tellus*, **31**, 478-486.
- Hansen, J. E., and I. D. Travis (1974) Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, **16**, 527-610.
- Herman, J.R., P.K. Barthia, O. Torres, C. Hsu, C. Setfor, E. Celarier (1997) Global distribution of UV-absorbing aerosols from Nimbus 7/TOMS data, *J. Geophys. Res.*, **102**, 16889-16909.

- Hess, M., P. Koepke, I. Schult (1988) Optical Properties of Aerosols and Clouds: The Software Package OPAC, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **79**, 831-844.
- Kanamitsu, M. (1989) Description of the NMC Global Data Assimilation and Forecast System, *Weather and Forecasting*, **4**, 335-342.
- Koepke, P., M. Hess, I. Schult, E. P. Shettle (1997) Global Aerosol Data Set. MPI Meteorologie Hamburg Report, **243**, 44 pp.
- Kylling, A., A.F. Bais, M. Blumthaler, J. Schreder, C.S. Zerefos, E. Kosmidis (1998) Effect of aerosols on solar UV irradiances during the Photochemical Activity and Solar Ultraviolet Radiation Campaign. *J. Geophys. Res.*, **103** (D20) 26051-26060.
- Lehman, A., P. Koepke (2000) Analysis of aerosol spectral optical depth in Payerne with respect to aerosol types for UV modeling applications. *Short-Term Scientific Mission report, COST Action 213*.
- Levoni, C., M. Cervino, R. Guzzi, F. Torricella (1997) Atmospheric aerosol optical properties: a database of radiative characteristics for different components and classes. *Appl. Opt.*, **36**, 8031-8041.
- Liou, K. N. (1992) *Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere*. Oxford University Press, 473 pp.
- Longtin, D.R., E.P. Shettle, J.R. Hummel, J.D. Pryce (1988) A desert aerosol model for radiative transfer studies, *Aerosols and Climate*, ed. Peter V. Hobbs y M.P. McCormick, pp 261-269, A. Deepak, Hampton, Va.
- McPeters, R.D., P.K. Bhartia, A.J. Kueger, J. Herman (1988) Earth Probe Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS) Data Products User's Guide, *NASA Technical Publication*, 1998.
- Meleti, C., F. Cappellani (2000) Measurements of aerosol optical depth at Ispra: Analysis of the correlation with UV-B, UV-A, and total solar irradiance. *J. Geophys. Res.*, **105** (D4), 4971-4978.
- Muniosguren, L.S., B. de la Morena, E. Cuevas (editores) (2001, por publicar) *Results of the first Iberian UV-VIS instruments intercomparison*.
- Papayannis, A., D. Balis, A. Bais, H. Van der Bergh, B. Calpini, E. Durieux, L. Fiorani, L. Jaquet, I. Zonas, C.S. Zerefos (1988) Role of urban and suburban aerosols on solar UV radiation over Athens, Greece, *Atmos. Environ.*, **32**, 2193-2201.
- Parrish, D.F. and J.C. Derber (1992) The National Meteorological Center's spectral statistical interpolation analysis system. *Mon. Wea. Rev.* **120**, 1747-1766.
- Patterson, E.M., D.A. Gillette, B.H. Stockton (1978) Complex index of refraction between 300 and 700 nm for Saharan aerosols, *J. Geophys. Res.*, **82**, 3153-3160.
- Petersen, R.A. and J.D. Stackpole (1989) Overview of the NMC Production Suite, *Weather and Forecasting*, **4**, 313-322.
- Prospero, J.M.(1996) Saharan dust transport over the North Atlantic Ocean and Mediterranean: An overview, en *The Impact of Desert Dust Across the Mediterranean*, ed. S. Guerzoni y R. Chester, 131-151, Kuwer Acad., Norwelll, Mass.
- Quenzel, H., and H. Müller (1978) *Optical properties of single Mie particles: Diagrams of intensity-, extinction-, scattering-, and absorption efficiencies*. Universität München, Meteorologisches

Institut, Wiss. Mit. Nr. 34, 59 pp. [Disponible en Meteorologisches Institut, Theresienstraße 37, D-80333 München, Germany.]

- Repapis, C.C., H.T. Mantis, A. G. Paliatsos, C.M. Philandras, A.F. Bais, C. Meleti (1998) Case study of UV-B modification during episodes of urban air pollution, *Atmos. Environ.*, **32**, 2203-2208.
- Sela, J.G. (1980) Spectral modeling at the National Meteorological Center, *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1279-1292.
- Shettle, E. P., and R. W. Fenn (1979) *Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties*. AFGL-TR-79-0214, 94 pp. [Disponible en AFCRL, Hanscom Field, Bedford, MA 01731.]
- Sokolik, I.N., O.B. Toon (1996) Direct radiative forcing by anthropogenic airborne mineral aerosols, *Nature*, **381**, 681-683.
- Stunder, B.J.B. (1996) An assessment of the quality of forecast trajectories, *J. Appl. Meteorol.*, **35**, 1319-1331.
- Tegen, I., A.A. Lacis (1996) Modeling of particle size distribution and its influence on the radiative properties of mineral dust aerosol, *J. Geophys. Res.*, **101**, 19237-19244.
- Tegen, I., A.A. Lacis, I. Fung (1996) The influence on climate forcing of mineral aerosols from disturbed soils, *Nature*, **380**, 419-422.

CAPÍTULO VIII. ESTUDIO DE EPISODIOS DE POLVO SAHARIANO

En esta parte nos centraremos en comprobar, a modo de ejemplo, la capacidad de detección de una serie de medidas de espesor óptico de los episodios de entrada de masas de aire con polvo sahariano, en los cuales, y como hemos visto anteriormente, la turbiedad es la más elevada, con una gran diferencia respecto a los demás. Nos vamos a centrar en algunos de los más recientes, en concreto, en los episodios más importantes del año 2000. Las medidas que se van a utilizar corresponden al Cimel instalado en El Arenosillo. Como se ha dicho, las medidas tomadas antes del 9 de julio corresponden al Cimel #48 y están garantizadas en calibración. Las medidas posteriores corresponden al Cimel #114 y aún no están garantizadas en ese aspecto.

Por otro lado, hemos querido aprovechar este estudio para incluir los análisis que se han hecho a este respecto con las medidas dentro del intervalo espectral UV por medio de otros instrumentos, y los intentos de comprobar si estos episodios son también detectables por medio de aparatos que no estaban inicialmente destinados a medir aerosoles. Así, utilizaremos las medidas de sendos Brewers situados en regiones por donde va pasando la masa de aire estudiada, incluyendo la de El Arenosillo, y viendo su capacidad de detección del episodio, así como las correlaciones entre las medidas de distintos instrumentos. Esto nos ha llevado a colaborar activamente en la puesta en operatividad de una metodología para la determinación del espesor óptico de aerosoles en el UV mediante el instrumento Brewer.

VIII.1. INTRODUCCIÓN

La detección de este tipo de eventos en que masas de aire procedente del norte de África, cargadas de aerosol mineral propio del polvo desértico, entran en zonas distintas a su origen, ha sido ampliamente estudiada en la bibliografía utilizando medidas y simulaciones aplicadas en el intervalo espectral del visible [Patterson et al., 1978; Longtin et al., 1988, Tegen y Lacis, 1994; Prospero, 1996]. Las zonas de origen, por cierto, suelen ser las regiones desérticas del noroeste de África: el desierto del Sáhara y la región del Sahel. Estos episodios han sido estudiados tanto en el Mediterráneo [Prospero, 1996] como en las islas al oeste de África, como las Canarias [Díaz et al., 1994]

Más recientes son los intentos de determinación de la influencia radiativa de ciertos tipos de aerosoles a la región UV del espectro. Así, se han estudiado episodios de polución urbana [Repapis et al., 1998; Papayannis et al., 1998], o de aerosoles volcánicos [Dutton et al., 1994]. Los estudios de aerosol desértico sobre simulaciones [Tegen et al., 1996; Sokolik and Toon, 1996, Kylling et al., 1998], medidas de satélite [Herman et al., 1997] o medidas a nivel de suelo con diferentes radiómetros (normalmente de forma integrada) [Díaz et al., 2000; Meleti and Cappellani, 2000], son, como vemos, bastante recientes.

En una colaboración llevada a cabo por el Instituto de Meteorología de Portugal, el Instituto Nacional de Técnicas Aeroespaciales y el Grupo de Óptica Atmosférica de la Universidad de Valladolid, se han tomado para la realización de este apartado instrumentos de medidas de radiación presentes en tres estaciones gestionadas por estas dos Instituciones, las que aparecen en la (Tabla VIII.1), donde se incluye el número de cada estación en la red mundial de seguimiento de ozono de la Organización Meteorológica Mundial. Los Brewers presentes son los número #150 en El Arenosillo, #47 en Lisboa, y #48 en Funchal (Madeira):

Estación	Nombre	Latitud	Longitud	Altura (m)
Mundial N°				
213	El Arenosillo	37.1	-6.7	10
082	Lisboa	38.77	-9.15	105
287	Funchal	32.64	-16.89	58

Tabla VIII.1 : Lugares de medida utilizados para el seguimiento de los episodios de aerosoles desérticos.

VIII.2. DETECCIÓN DE LOS EPISODIOS

Para detectar los episodios disponemos de varias herramientas, a partir de las diferentes medidas que se pueden tomar relacionadas con los aerosoles. Dado que nos estamos centrando en las evoluciones de los parámetros de aerosoles medidos en el nivel del suelo con el Cimel, intentaremos esta vez comprobar si la detección es comparable con las que obtendríamos en otro tipo de instrumentos, iniciando el barrido de episodios acontecidos a lo largo del año 2000 por medio del sensor TOMS (*Total Ozone Mapping Spectrometer*, espectrómetro de muestreo de ozono total) en el satélite Earth-Probe.

La órbita de este satélite, a 740 km de altura, permite obtener parámetros atmosféricos con una resolución de 39 km de latitud por 39 de longitud. Salvo el periodo entre el 5 y el 12 de diciembre de 1997, las medidas son ininterrumpidas desde julio de 1996. En este estudio no se han considerado las medidas del sensor TOMS del satélite ADEOS, que falló en junio de 1997, provocando la recolocación del anterior en la órbita actual.

Las medidas del sensor, de radiancia retrodifundida (*backscattered*), están destinadas a obtener la cantidad del ozono estratosférico de la atmósfera terrestre. Sin embargo, utilizando canales con muy poca dependencia del ozono, como los de 331 y 360 nm, puede intentarse definir el *índice de aerosoles* (en adelante lo nombraremos como se conoce internacionalmente, *A.I.*) como

$$A.I. = -100 \left(\log_{10} \left[\frac{I_{331}}{I_{360}} \right]_{medida} - \log_{10} \left[\frac{I_{331}}{I_{360}} \right]_{calculada} \right)$$

donde el subíndice “calculada” se refiere a la radiancia predicha por un modelo de transferencia radiativa en que se emplea únicamente una atmósfera Rayleigh.

Este índice, si bien no pasa de ser una estimación de la cantidad de aerosol presente, sí ha de servirnos para controlar la aparición de este tipo de episodios, de hecho, es a través de sus imágenes (como con las de SeaWiFS) por las que se suele detectar un episodio así. Descargamos de los datos on-line en la red los correspondientes a las pasadas sobre las tres estaciones de trabajo.

Primeramente se toma dicho índice de aerosol en los tres casos, teniendo en cuenta que se han utilizado los años 1996-2000, años en los que el TOMS ha estado operativo hasta el momento de realizar esta memoria. El último dato representado corresponde al primero de noviembre de 2000, momento en que se comenzó la colaboración indicada. Observamos la evolución de dichos datos por medio de la Figura VIII.1:

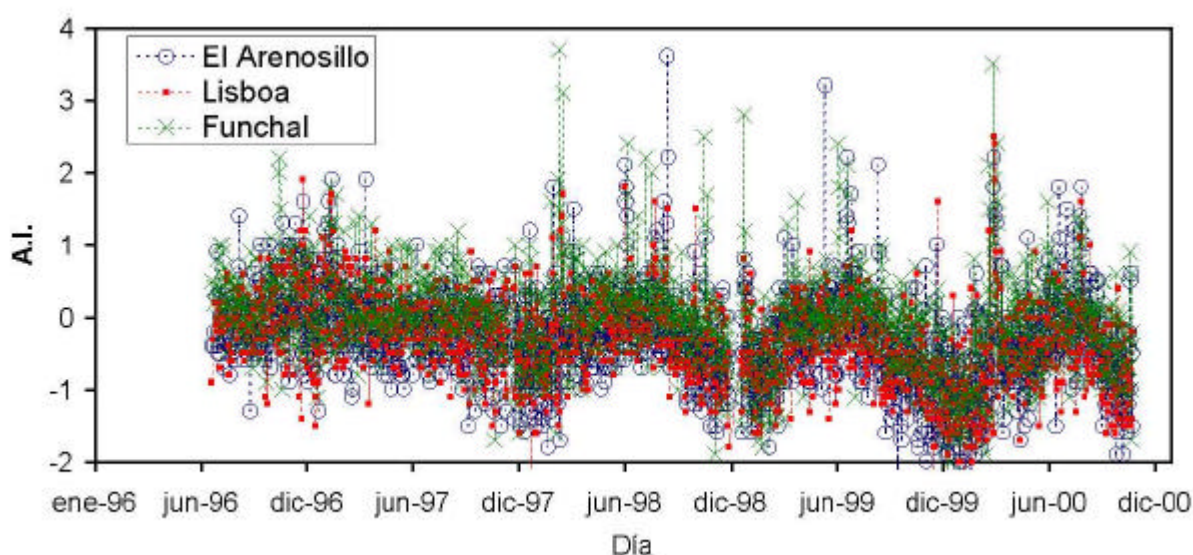


Figura VIII.1: Evolución del índice de aerosol (A.I.) del sensor EP-TOMS, en órbita desde julio de 1996.

Nótese la acusada estacionalidad presente, que conlleva una evolución anual parecida en cada año, con un máximo en verano y un mínimo en invierno. También notamos cómo el mínimo de invierno es cada año ligeramente inferior, como si en conjunto la tendencia de estos cuatro años de aerosoles en la zona fuera decadente, siendo las atmósferas invernales cada vez más limpias. Especialmente ocurre tras el primer invierno (el de 96-97 parece tener una alta turbiedad). Lo cierto es que en los máximos

estivales no se nota tendencia decreciente alguna, siendo por ejemplo el año 2000 más prolijo en episodios con elevado índice de turbiedad, como vemos en la figura, que sus inmediatos predecesores.

El índice de aerosol es un indicador de la cantidad de aerosoles sobre la zona de estudio. Si es positivo y alto, está indicando sin duda una situación de elevada turbiedad atmosférica con un aerosol absorbente. Si es negativo, el aerosol es no absorbente [Hsu, 1999]. Si trazamos un histograma de valores del A.I. en estos cuatro años tomados en las tres estaciones de medida, obtenemos el que representamos en la Figura VIII.2, en donde pueden verse los valores del índice de aerosol son mayores en Funchal, en general, aunque presentan una distribución de forma parecida en las tres estaciones de medida.

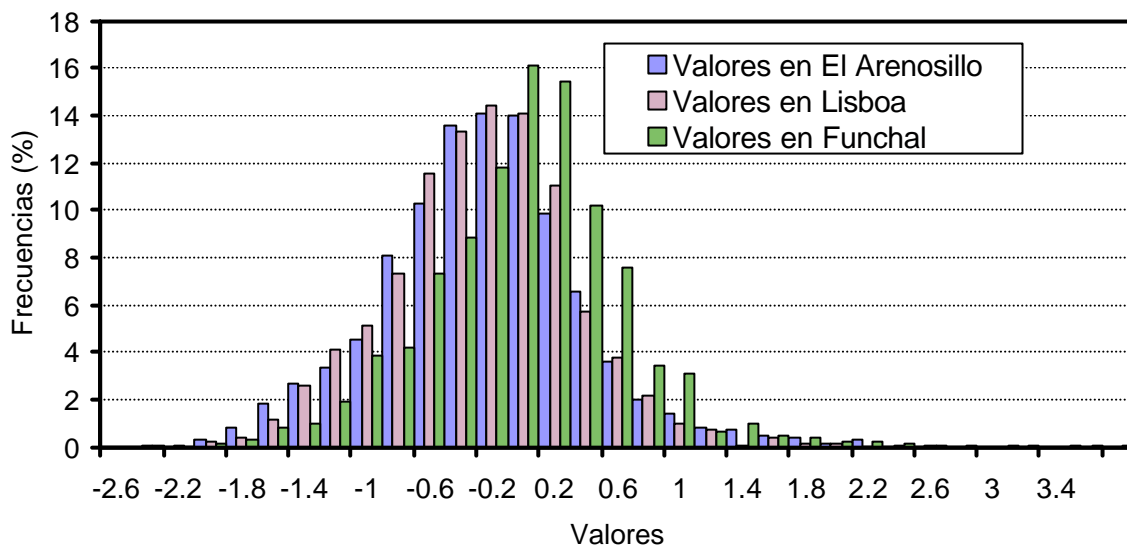


Figura VIII.2: Histograma de frecuencias relativas de aparición del índice de aerosol del EP-TOMS para los tres puntos de medida considerados.

Para averiguar un valor extremo sobre el cual consideraremos que los episodios que se produzcan son del tipo de aerosol que causa la mayor turbiedad, obtenemos la siguiente tabla de características (Tabla VIII.2):

	Media	σ	M+2 σ
Arenosillo	-0.29	0.66	1.03
Lisboa	-0.31	0.60	0.89
Funchal	-0.05	0.66	1.27

Tabla VIII.2: Media, desviación estándar y media + 2 veces la desviación del índice de aerosoles obtenido con el EP-TOMS en los tres sitios de medida.

Por ello, para diferenciar los episodios importantes tomamos los que tengan índices:

- Mayores que 1 para la estación de El Arenosillo
- Mayores que 0.9 para la estación de Lisboa
- Mayores que 1.3 para la estación de Funchal

Aparecen los siguientes intervalos de fechas cuando se realiza esta distinción:

- *Estación de El Arenosillo:*
 - 6 a 11 de marzo
 - 3 mayo
 - 25-26 de junio
 - 7-8 Julio
 - 21 julio
 - 31-2 de agosto

- *Estación de Lisboa:*
 - 26-28 de febrero
 - 6-8 marzo
 - 31-2 agosto

- *Estación de Funchal:*
 - 26-28 de febrero
 - 4-6 + 11-14 marzo
 - 5 junio
 - 26 de julio al 3 de agosto

Observamos, por lo tanto, que hay dos episodios que se repiten y que, por tanto, fueron detectados por las tres estaciones, lo cual indica su amplia extensión espacial. Son los del 3 de marzo al 15 de marzo, y los de 25 de julio a 4 de agosto. Utilizaremos estos dos episodios, con vistas a maximizar el número de medidas y tipos de medida disponibles. El episodio del mes de agosto en la estación de El Arenosillo está dentro del intervalo de medida del Cimel #114 que no está corregido por las calibraciones, pero está muy cerca del inicio del período en que se colocó (el 17 de julio) y por tanto podremos utilizar sus medidas con suficientes garantías: su valor absoluto será poco diferente, sus tendencias, iguales.

¿Qué hubieramos detectado en El Arenosillo si observamos sólo el espesor óptico de aerosoles medido con el Cimel? Utilizaremos los dos, el calibrado y el no calibrado, para observar en qué momentos hay episodios de mayor espesor óptico. Si nos centramos en la primera tanda de espesores ópticos medidos con el Cimel #48, ya corregidos por calibración y (recalcamos) desechados los episodios de nubosidad, queda una estadística como la que recoge la (Tabla VIII.3):

	AOD440	AOD670	AOD870	AOD1020
Media	0.18	0.12	0.11	0.10
DesvEst	0.15	0.14	0.13	0.12
Media+2*des	0.48	0.39	0.37	0.35

Tabla VIII.3: Media, desviación y media + 2 veces la desviación de los espesores ópticos de aerosoles obtenidos con el Cimel en El Arenosillo (corregido por la calibración).

Y si nos quedamos con los valores de espesor óptico cuya media + 2 σ sea mayor que las marcadas, los episodios temporales en que esto ocurre son los siguientes: del 6 al 14 de marzo y del 24 al 26 de junio. El episodio de mayo que se detectaba en el TOMS no aparece.

Si hacemos lo mismo sobre las medidas del Cimel #114, recordando que a estas aún no se les ha aplicado la calibración final, y por tanto, están derivando en el tiempo desde el 17 de julio (fecha de sustitución), obtenemos una tabla análoga (Tabla VIII.4):

	AOT440	AOT670	AOT870	AOT1020
Media	0.19	0.11	0.08	0.07
DesvEst	0.12	0.08	0.07	0.07
Media+2*des	0.43	0.28	0.22	0.21

Tabla VIII.4: Media, desviación y media + 2 veces la desviación de los espesores ópticos de aerosoles obtenidos con el Cimel#114 en El Arenosillo (no corregido por la calibración).

Las fechas que se obtienen son las de 21 de julio, 1-2 de agosto, 10-11 de agosto, 1, 5 y 9 de septiembre, 8 y 27 de octubre. Como vemos, están los episodios que detectamos con el TOMS, pero con él no obteníamos ningún episodio en el mes de septiembre ni en octubre, donde se advierte el decremento estacional en la serie, y sin embargo el Cimel sigue dando algunos episodios. No obstante, hasta que el Cimel no esté convenientemente corregido de la deriva de su calibración, no se sacará ninguna conclusión al respecto: estas fechas ya están lo suficientemente lejanas en la calibración realizada al principio del período de medida del Cimel #114 como para que las posibles derivas ya estén afectando seriamente a las medidas de espesor óptico de aerosoles.

De hecho, podemos verificar si el espesor óptico de aerosoles que mide el Cimel y el índice de aerosol que mide el TOMS están correlacionados, cosa que se descubría para aerosoles absorbentes en [Hsu, 1998], en concreto, precisamente para el caso de aerosol desértico y otros relacionados con humos procedentes de incendios. Ciertamente, deben estarlo en general, ya que tratan del mismo efecto físico, la turbiedad atmosférica en ese punto, aunque este tipo de correlación es dependiente del tipo de aerosol y en principio también parece presentar una fuerte dependencia geográfica, ligada posiblemente a las características particulares del área de estudio. Si lo representamos, utilizando los promedios diarios para los datos de Cimel, vemos en la Figura VIII.3 cómo el índice de aerosol parece algo más correlacionado con el espesor óptico de aerosoles cuando es positivo, pero si es negativo no existe ninguna correlación.

Apoyándonos en el tipo de aerosol que estudiamos y en las referencias mencionadas, está justificado haber empleado el índice de aerosoles del TOMS como apoyo para detectar los episodios de polvo sahariano.

Conviene decir que el episodio del 26 de junio sucede durante una situación sinóptica marcada por el establecimiento de una baja relativa de presión justamente sobre la zona de estudio, a tal punto que el día 25 se desecharon las medidas del Cimel al procesarlas por episodios de nubosidad. Sin embargo, las retro trayectorias (calculadas en niveles de 850 y 700 hPa, como en el capítulo anterior, y de las que nos centraremos en las altas para detectar este tipo de episodios) y las evoluciones de espesor óptico de aerosoles a 440 nm (que crece considerablemente) y de parámetro α de Angström en el visible (que baja considerablemente) indican a todas luces que el aire que estaba entrando sobre El Arenosillo era procedente de África. Todo ello se observa en las siguientes figuras (Figuras VIII.4 a VIII.6).

Observemos para los datos del Cimel de El Arenosillo la evolución de espesor óptico y del parámetro α de Angström en ambos episodios (Figuras VIII.7 y VIII.8). Queda claro en las figuras una relevante anticorrelación entre el espesor óptico de aerosoles y el parámetro α de Angström en el visible. En el episodio de marzo, el día 5 se produce un aumento muy grande de la turbiedad, que viene acompañado por un brusco descenso (hasta valores muy cercanos a cero) del parámetro α calculado en el visible. Lo propio ocurre el día 30 de julio, en el otro episodio que estudiaremos, pero de una forma más gradual, y sin llegar a valores tan elevados del espesor óptico de aerosoles. Sin embargo, la caída

en el parámetro de Angström en el visible es muy acentuada de nuevo, lo cual parece que debería ponernos en la pista de la aparición de este tipo de eventos.

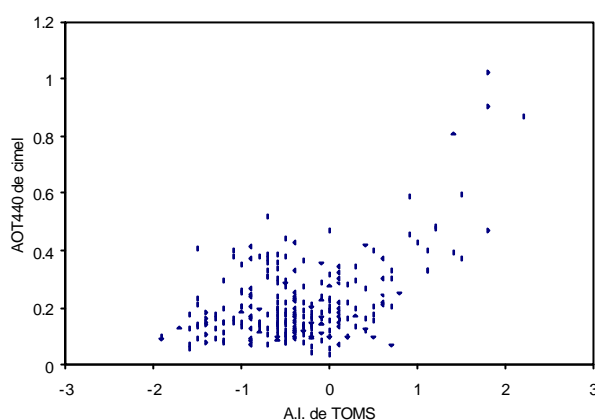


Figura VIII.3: Correlación entre el espesor óptico de aerosoles a 440 nm obtenido por el Cimel y el índice de aerosol obtenido por el EP-TOMS en El Arenosillo. Hay correlación positiva cuando el aerosol detectado por el TOMS es del tipo buscado.

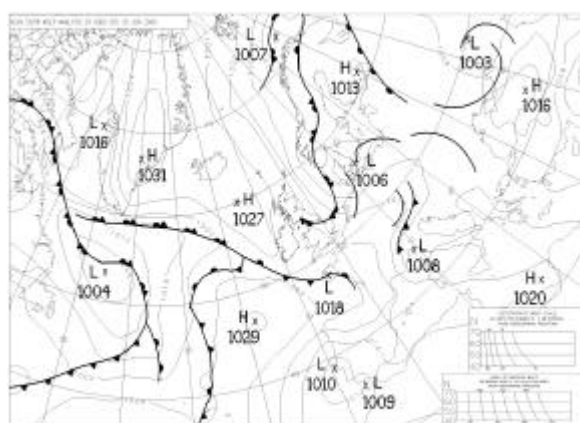


Figura VIII.4: Situación sinóptica del día 25 de junio de 2000, al inicio de una entrada de masa de aire sahariano.

MARZO	τ_{Brewer}	O_3	ω	A.I. _{TOMS}	τ_{Cimel}	UV_{eff}	Retrot	Nubes
Lisboa	-	-	-	X	-	X	X	X
Funchal	X	X	-	X	-	X	X	X
Arenosillo	X	X	X	X	X	X	X	X
AGOSTO	τ_{Brewer}	O_3	ω	A.I. _{TOMS}	τ_{Cimel}	UV_{eff}	Retrot	Nubes
Lisboa	X	X	-	X	-	X	X	X
Funchal	X	X	-	X	-	X	X	X
Arenosillo	X	X	X	X	X	X	X	X

Tabla VIII.5: Medidas realizadas y disponibles (X) en cada estación de medida para los dos episodios de aerosol desértico considerado. Un (-) indica que no está disponible la medida. Las columnas son el espesor óptico dado por el Brewer, el ozono, el vapor de agua, el índice de aerosoles del TOMS, el espesor óptico del Cimel, la irradiancia UV efectiva, las retro trayectorias y la posibilidad de eliminar episodios de nubes.

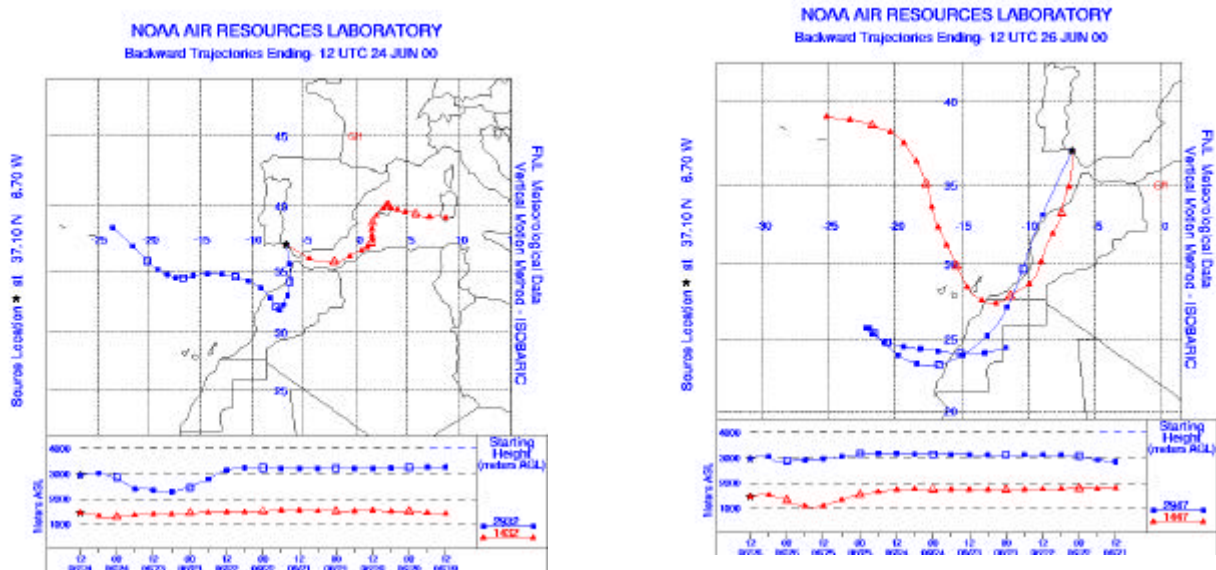


Figura VIII.5: Retro trayectorias obtenidas para las 12 UTC del 24 y el 26 de junio, al inicio del episodio de masa de aire sahariano de junio de 2000.

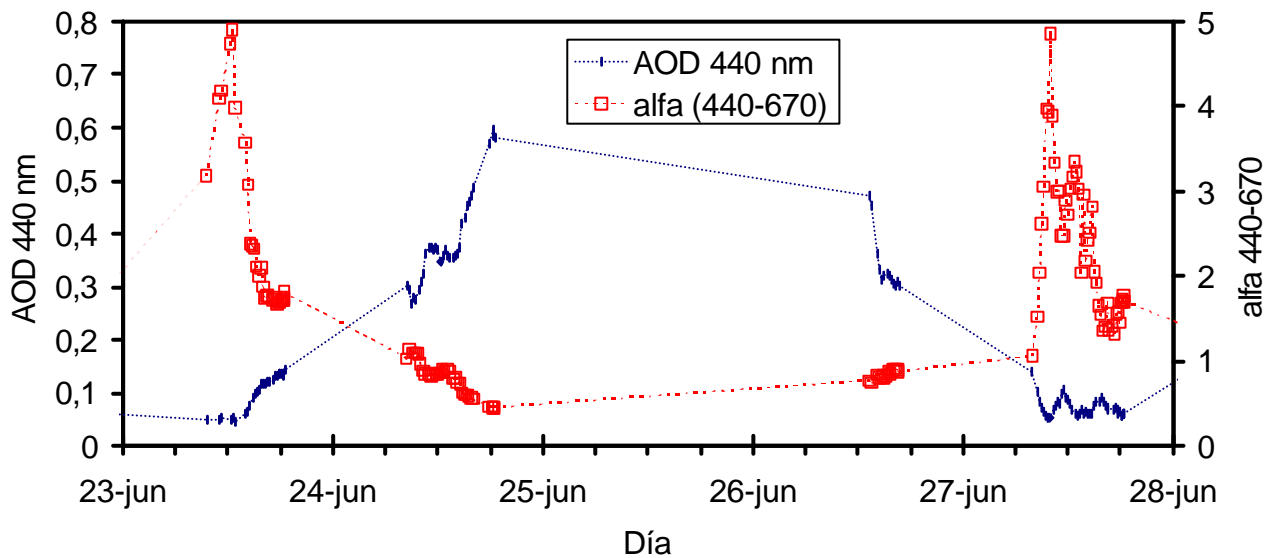


Figura VIII.6: Evolución del espesor óptico de aerosoles a 440 nm (rombos) y del parámetro α de Angström en el visible (cuadrados) durante la entrada de la masa de aire sahariano de junio de 2000.

Notamos también el ciclo diario en el parámetro α (los días 31 de julio y 1 y 2 de agosto) aunque menos acentuado, por los valores bajos de dicho parámetro. Se observa que este tipo de entradas suele ir acompañado de la ruptura de la dependencia horaria del parámetro α . En concreto: en los días de variación o durante la supuesta entrada del episodio de alta turbiedad parece romperse a favor de la tendencia (creciente o decreciente).

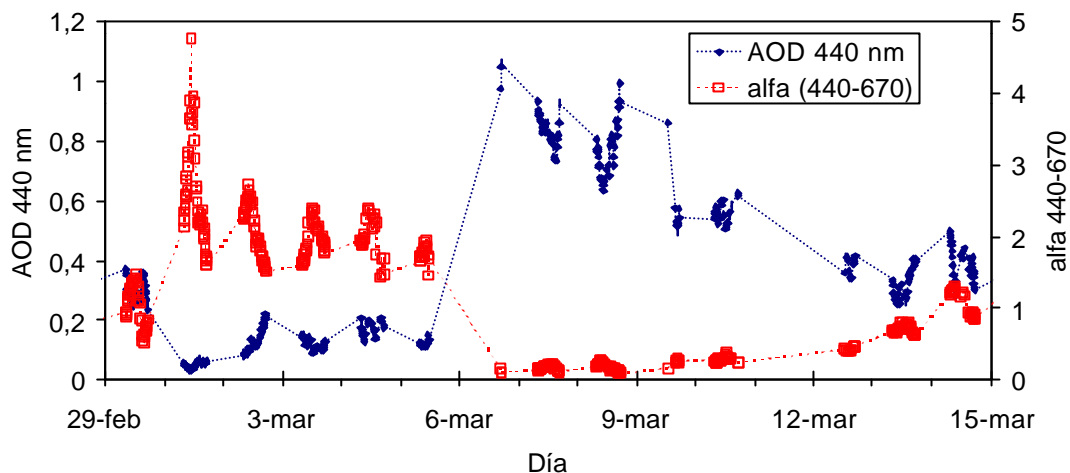


Figura VIII.7: Evolución del espesor óptico de aerosoles a 440 nm y del parámetro α de Angström en el visible durante la entrada de la masa de aire sahariano a principios de marzo de 2000.

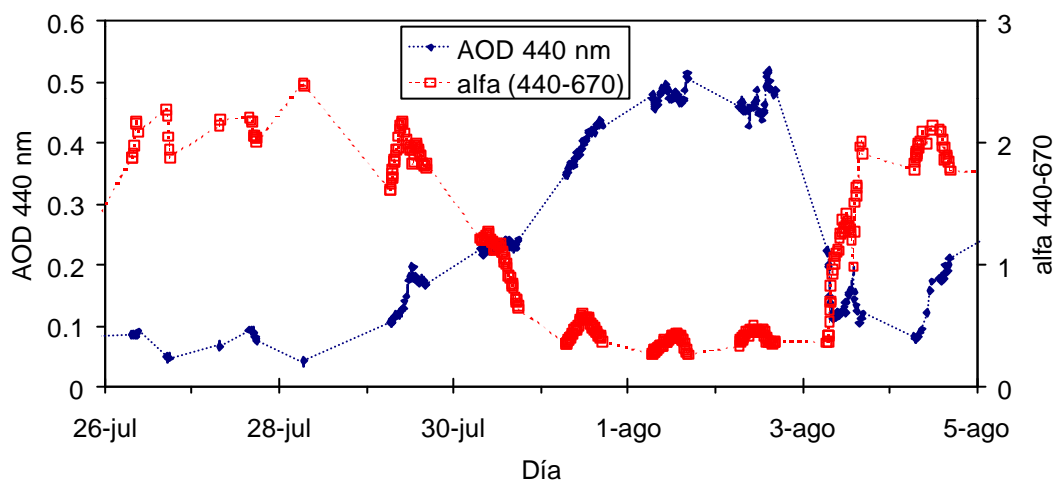


Figura VIII.8: Evolución del espesor óptico de aerosoles a 440 nm y del parámetro α de Angström en el visible durante la entrada de la masa de aire sahariano de final de junio y principio de agosto de 2000.

VII.2.1. Depuraciones de nubosidad

Hasta aquí, para el Cimel, parece claro que se han detectado ambos episodios, siendo mucho más fuerte el de marzo que el de agosto. Sin embargo, algo pasa si miramos las imágenes del satélite Meteosat para el infrarrojo en ambos casos (Figura VIII.9). Principalmente, que el episodio de marzo está además muy marcado por la nubosidad. Ocurre que en los tres puntos de medida la nubosidad afecta durante todo el episodio de marzo. Para el episodio de agosto, en cambio, apenas tenemos imágenes donde haya existido algo de nubosidad. Los días 1 y 6, por ejemplo, sí parece existir algún tipo de nubosidad en Lisboa.

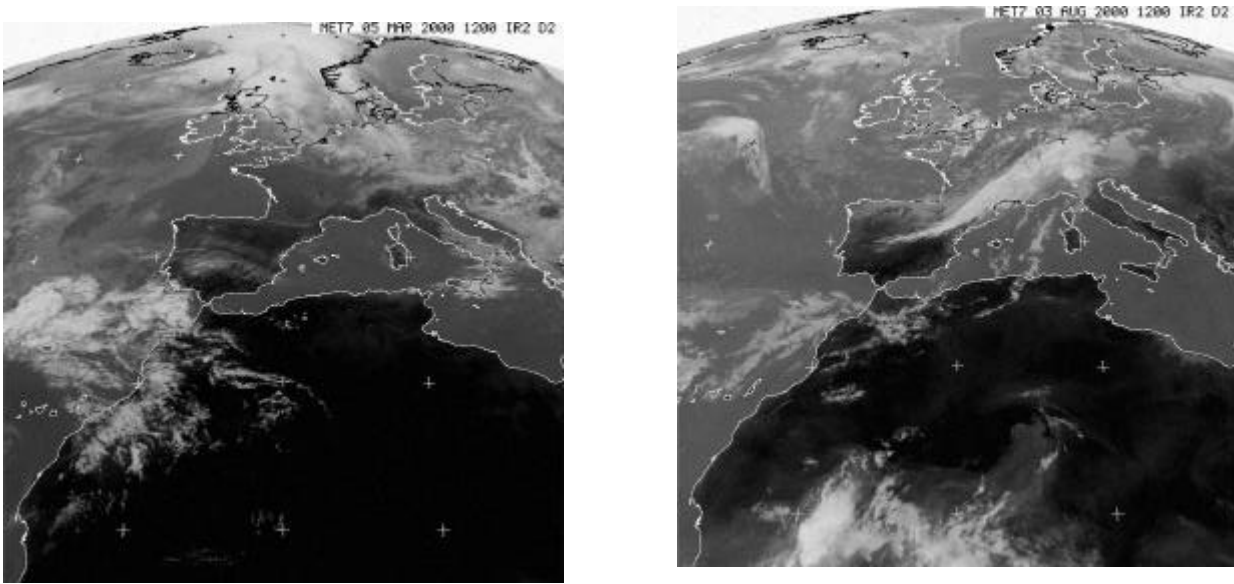


Figura VIII.9: Imágenes en el canal infrarrojo del Meteosat de los días 5 de marzo (izquierda) y 3 de agosto (derecha) de 2000, durante los episodios detectados de masas de aire sahariano. Observamos los problemas de nubosidad que fueron frecuentes en el primero de los episodios.

En la figura se han tomado dos casos representativos de la situación en cada uno de los episodios. En el de marzo (izquierda), no hay seguridad de que las medidas tomadas se hayan hecho en ausencia de cielo despejado. En el de agosto (a la derecha) no hay motivo para pensarlo, aunque hay que recurrir a algo más fiable para descartar presencia de nubosidad. Nuestro criterio, como veremos, va a sacrificar datos pero en beneficio de la seguridad.

Los datos que nos van a servir para descartar episodios de nubosidad dentro de nuestros datos de espesor óptico serán los de irradiancia global ultravioleta efectiva (integrada en el UV-B, 280-320 nm), dada en cada estación por los piranómetros Yankees. Así, si tomamos el caso del día 31 de julio en Lisboa obtenemos la Figura VIII.10:

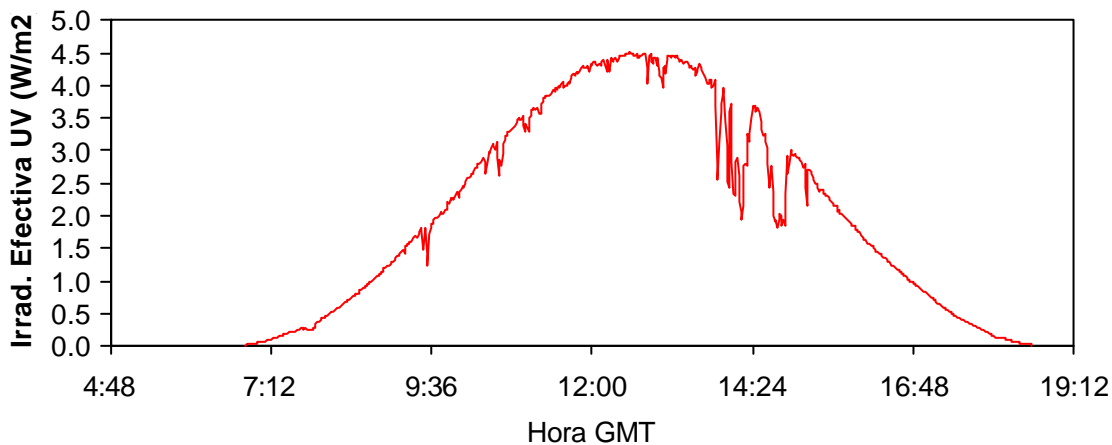


Figura VIII.10: Irradiancia efectiva UV tomada con un piranómetro Yankee entre 280 y 320 nm para el día 31 de julio de 2000 en Lisboa. Observamos cómo la tendencia normal se rompe durante episodios de nubosidad.

En ella vemos cómo la tendencia habitual del día se quiebra en determinadas horas, como alrededor de las 14 GMT, en las que debió entrar un episodio de nubosidad. Naturalmente, este dato

corroborar que en el cielo había algún tipo de nubosidad, pero al ser esta medida una de global, no podemos asegurar que esta nubosidad esté influyendo en el dato de directa, puede que las nubes se encontraran en otra parte del cielo y no la del sol, con lo que el AOD obtenido podría ser correcto. Aunque el criterio pueda parecer muy restrictivo, para evitar problemas, preferimos eliminar medidas de AOT en las mismas horas en que hay problemas de nubosidad en las medidas de global. Esto naturalmente, una vez descartada la posibilidad de disponer de datos, en la medida de lo posible, de observaciones reales de nubosidad por medio de un operador meteorológico, aunque el problema de las direcciones no quedaría aclarado seguramente. Incluso a un operador, además, se le puede escapar la presencia de cierto tipo de nubes, como quedó claro en la intercomparación de radiómetros de UV de El Arenosillo en septiembre de 1999, donde uno de los días ciegos sólo pudo detectarse que hubo nubosidad cuando se apreció un cambio de tendencia en los espectros de medida de irradiancia global de los Brewers [Muniosguren et al., 2001].

Otra forma de observar si hubo nubes o no es utilizar el hecho de que el procesado de los datos del Cimel usa un algoritmo de "cloud-screening". Los datos que no se tengan de espesor óptico estarán afectados de nubosidad (incluso los que falten en las distribuciones de tamaños generadas por el método de Dubovik). En nuestro caso, hemos utilizado todos los métodos que estaban a nuestra disposición, y que aquí se han descrito.

Principalmente, observamos cómo se comportan las medidas de los piranómetros de UV Yankees en El Arenosillo y Lisboa, para determinar los días con problemas de nubosidad. Estas medidas están promediadas cada minuto del día. En Funchal no se dispone de estas medidas, y la simple inspección visual de las imágenes en la banda infrarroja del Meteosat no es suficiente para descubrir qué partes de las medidas pueden estar afectadas de nubosidad.

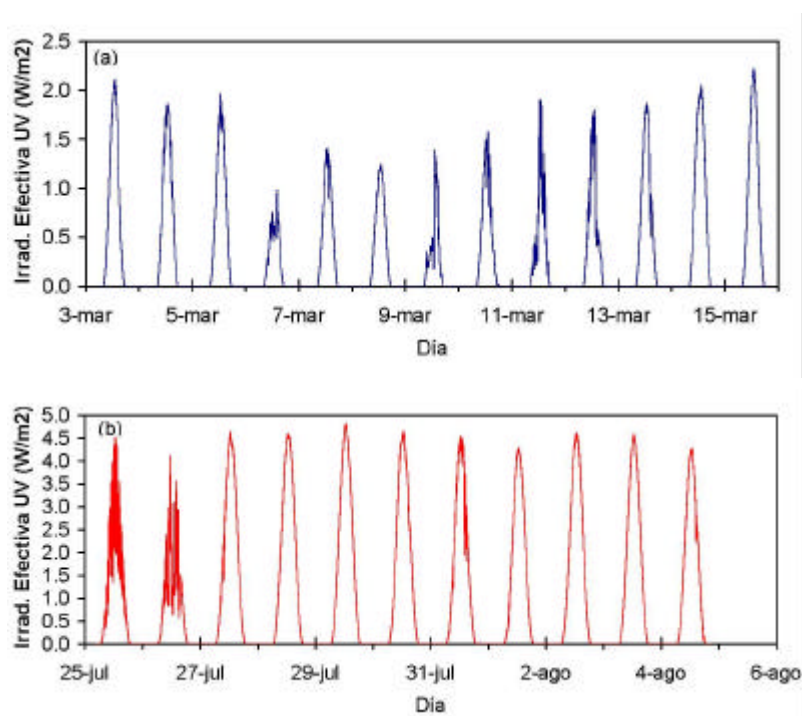


Figura VIII.11: Irradiancia efectiva UV tomada con un piranómetro Yankee entre 280 y 320 nm durante los episodios de marzo (a) y julio-agosto (b) de 2000 en Lisboa.

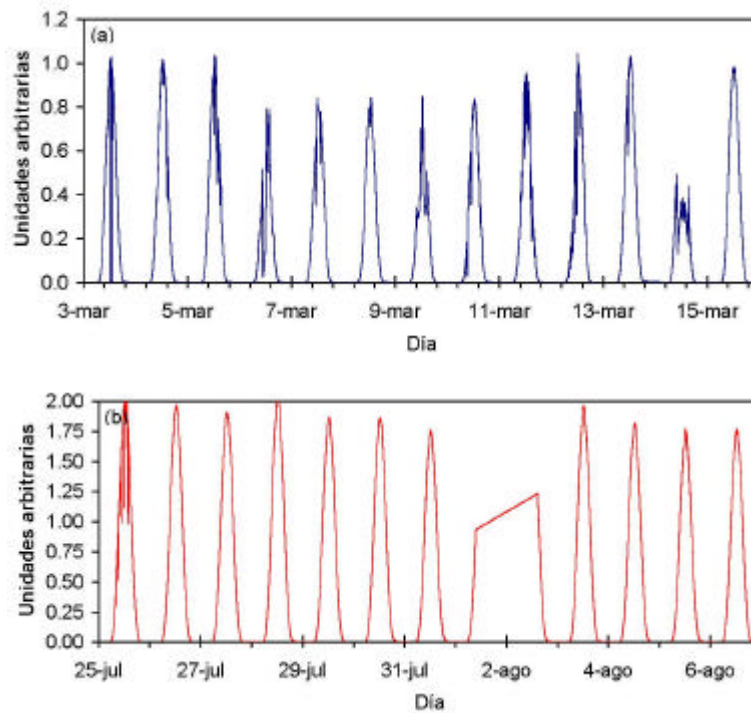


Figura VIII.12: Irradiancia efectiva UV tomada con un piranómetro Yankee entre 280 y 320 nm durante los episodios de marzo (superior) y julio-agosto (inferior) de 2000 en El Arenosillo.

Observamos diariamente la curva de irradiancia (Figuras VIII.11 y VIII.12). Si esta curva contiene un tramo con una variación notoria, es decir, que estemos observando variaciones mayores del 20% de un minuto a otro, estamos midiendo en un episodio en que hay nubosidad en el cielo. Se puede incluso utilizar un modelo para prever la irradiancia que obtendríamos a nivel de suelo y obtener la diferencia entre la medida y el modelo, descartando los valores en que ocurra una diferencia mayor [Meleti and Cappellani, 2000].

Según estas medidas, se obtienen los intervalos temporales en que no es fiable la medida debido a la posible presencia de nubosidad dados en la Tabla VIII.6.

- EPISODIO DE MARZO:

LISBOA

DÍA	INTERVALO
3	Asimétrica
4	(9:58-10:05) (10:52-11:00) (11:15-14:27) (14:45-14:57)
5	Irregular. 11:31-14:24
6	Todo
7	10:58-13:37
8	11:15-14:17
9	Todo
10	11:45-14:56
11	9:20-16:32
12	9:30-16:21
13	(12:47-13:07) (14:05-14:14) (14:22-14:58)
14	11:52-13:45

EL ARENOSILLO

DÍA	INTERVALO
3	10:35 a 13:28
4	9:35 a 15:44
5	11:00-15:24
6	Todo
7	11:25-13:40
8	11:15-13:53
9	9:41-15:49
10	(9:00-9:30) (10:44-11:16) (12:15-12:24) (14:21-14:34) (15:10-15:53)
11	9:52-16:34
12	Todo hasta las 13:35 (15:39-16:06)
13	(11:26-12:01) Velos hasta 14:06
14	9:50-15:28
15	12:22-13:46

• EPISODIO DE AGOSTO

LISBOA

DÍA	INTERVALO
25 JULIO	Todo
26	Todo hasta 16:21
27	(9:44-10:02) (10:18-13:11)
28	11:21-12:00
29	
30	11:34-15:37
31	(9:25-9:34) (10:25-10:43) (10:57-11:20) (11:55-15:16)
1 AGOSTO	Todo hasta 8:57
2	
3	
4	(14:32-15:10) (16:51-final)
5	
6	

EL ARENOSILLO

DÍA	INTERVALO
25 JULIO	(9:05-9:30) (10:24-10:58) (11:13-11:56) (12:16-12:29) (13:00-13:56)
26	
27	
28	
29	
30	
31	
1 AGOSTO	Desde las 9:42 de hoy no hay medidas...
2	...hasta las 14:43 de hoy
3	(11:57-14:04)
4	
5	(11:05-13:51)
6	

Tabla VIII.6: Tablas determinando los periodos en que la nubosidad impide asegurar la calidad de la medida en Lisboa y El Arenosillo para los dos episodios estudiados.

Una vez considerados estos intervalos podremos disponer las medidas de modo que estemos eliminando las posiblemente erróneas en todas las series de datos obtenidas. Una vez llevado a cabo este proceso, podremos centrarnos con garantías en el estudio de los episodios.

VIII.2.2. Seguimiento de los eventos

VIII.2.2.1. Episodio de marzo de 2000

El episodio de marzo fue extraordinariamente fuerte, a tal punto que tuvo un gran eco público en las islas Canarias, donde limitó la visibilidad en modo extremo. Puede apreciarse en la Figura I.1 la imagen de SeaWiFS de unos días anteriores, donde se muestra su extensión e intensidad.

Como hemos visto, el episodio de marzo estaba afectado de una impertinente presencia de nubosidad. Sin embargo, en una gráfica anterior representábamos el AOD del Cimel a 440 nm y eran datos a los que ya se les había aplicado el algoritmo de eliminación de medidas con nubosidad, resultando que, a pesar de todo, se producía un incremento brusco en un momento dado. Observemos ahora cómo son las retrotrayectorias en cada punto de medida:

- Para la estación de Funchal, las trayectorias indican (Figura VIII.13) que ya el día 4 de marzo la masa de aire estaba entrando procedente del norte del continente africano. En las siguientes figuras (Figura VIII.14) se aprecia, además, el final del episodio, que acontece alrededor del 12 de marzo, momento en que la mezcla de procedencias de aerosoles no contiene carácter del norte de África.

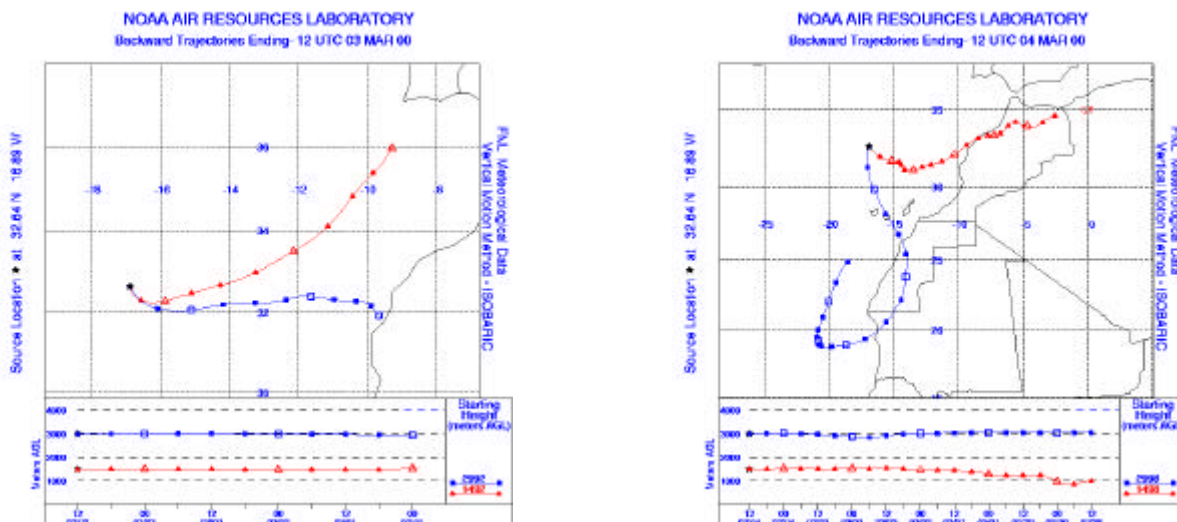


Figura VIII.13: Retrotrayectorias al inicio del episodio de aerosoles de marzo acabando en Funchal los días 3 (izquierda) y 4 (derecha) de marzo de 2000 a las 12 UTC.

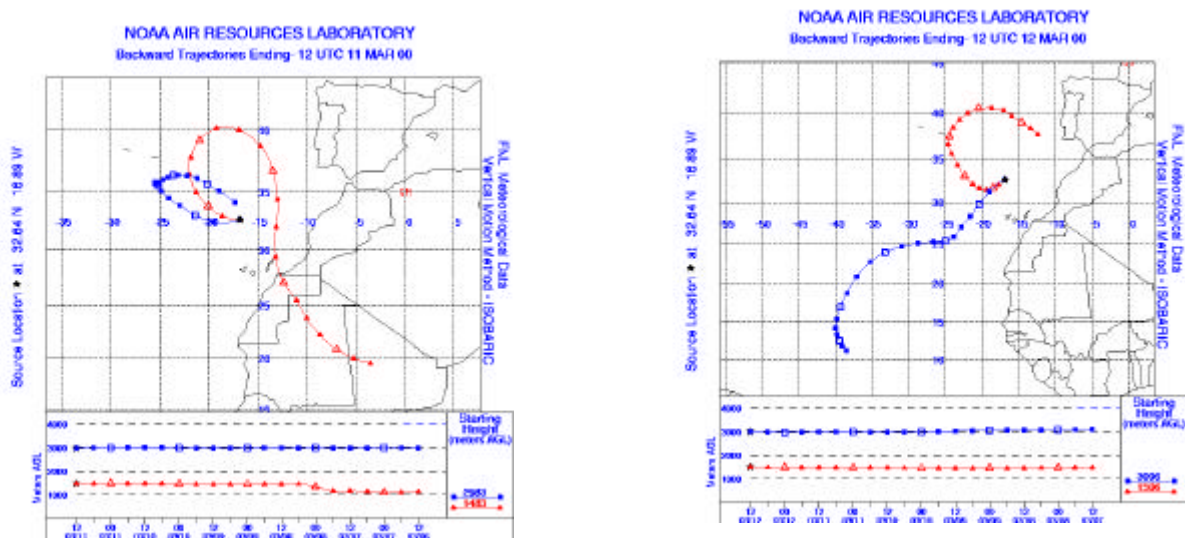


Figura VIII.14: Retro trayectorias al final del episodio de aerosoles de marzo acabando en Funchal los días 11 (izquierda) y 12 (derecha) de marzo de 2000 a las 12 UTC.

- Para la estación de El Arenosillo, tenemos el cambio en las condiciones sinópticas entre el 6 y el 7 de marzo, marcando el inicio de la llegada de la masa de aire procedente del norte de África (Figura VIII.15). La finalización del episodio pasa por el paso de las mismas bajas presiones relativas en los días 11-13 de marzo, siendo las trayectorias del día 12 enteramente marítimo-tropicales, pero aún hay que esperar al día 14 para obtener ya un tipo de trayectoria distinto y que sea puramente marítimo (Figura VIII.16).

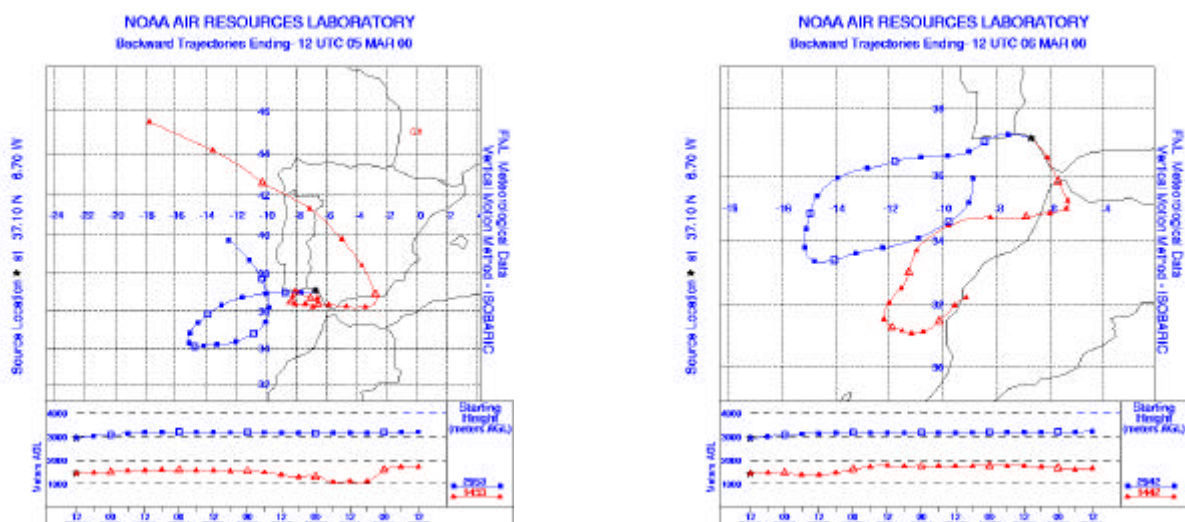


Figura VIII.15: Retro trayectorias al inicio del episodio de aerosoles de marzo acabando en El Arenosillo los días 5 (izquierda) y 6 (derecha) de marzo de 2000 a las 12 UTC.

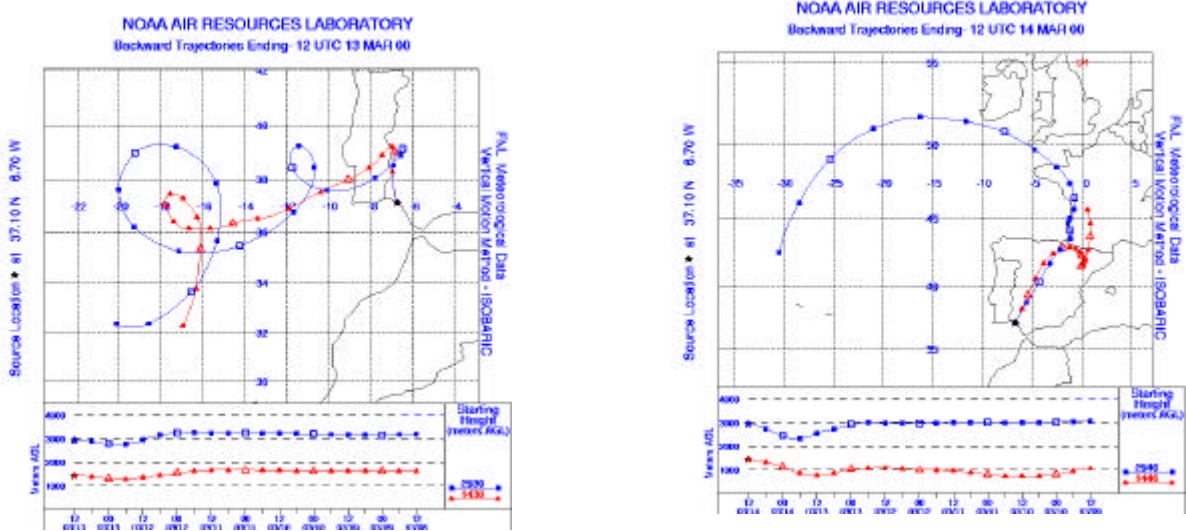


Figura VIII.16: Retrotrayectorias al final del episodio de aerosoles de marzo acabando en El Arenosillo los días 13 (izquierda) y 14 (derecha) de marzo de 2000 a las 12 UTC.

- Para la estación de Lisboa, se tiene un cambio gradual: las trayectorias, inicialmente marítimas polares, empiezan a girar ciclónicamente antes de llegar al punto de medida, haciendo ya claramente el 6 de marzo un paso por el norte de África, como vemos en la Figura VIII.17. En cuanto al final del episodio, se produce un gradual cambio en las condiciones del 12 al 14 de marzo. Tanto trayectorias (Figura VIII.18) como mapas sinópticos indican el paso de perturbaciones y el establecimiento de bajas relativas estos días señalados en que se producía el cambio. Las retrotrayectorias, en ellos, terminan antes de llegar a la zona de estudio realizando una serie de uno o más giros ciclónicos dentro de la zona de baja presión. Como vemos, aquí el episodio comienza claramente más tarde, pero acaba más o menos en las mismas fechas.

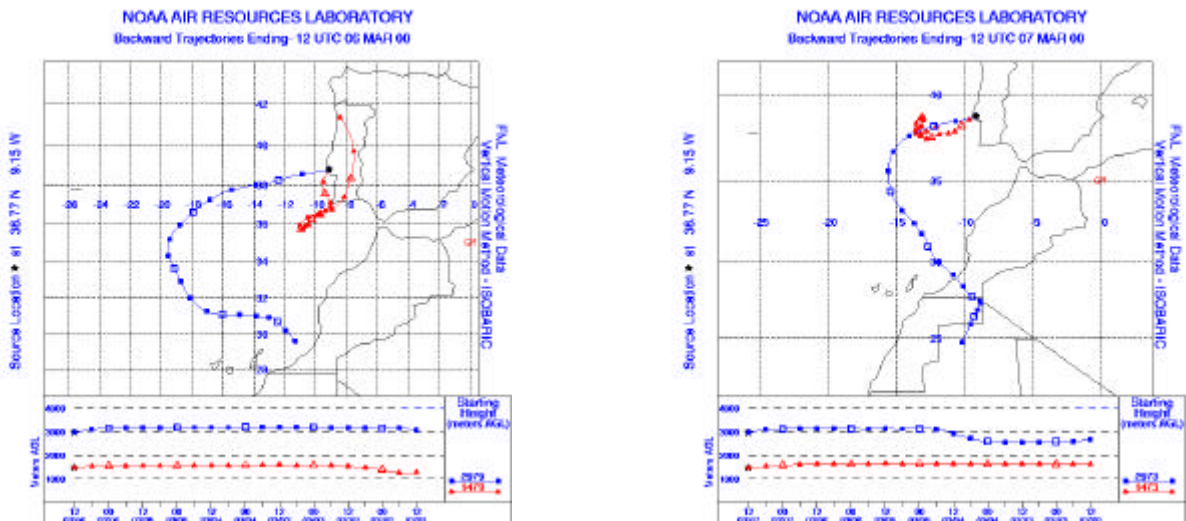


Figura VIII.17: Retrotrayectorias al inicio del episodio de aerosoles de marzo acabando en Lisboa los días 6 (izquierda) y 7 (derecha) de marzo de 2000 a las 12 UTC.

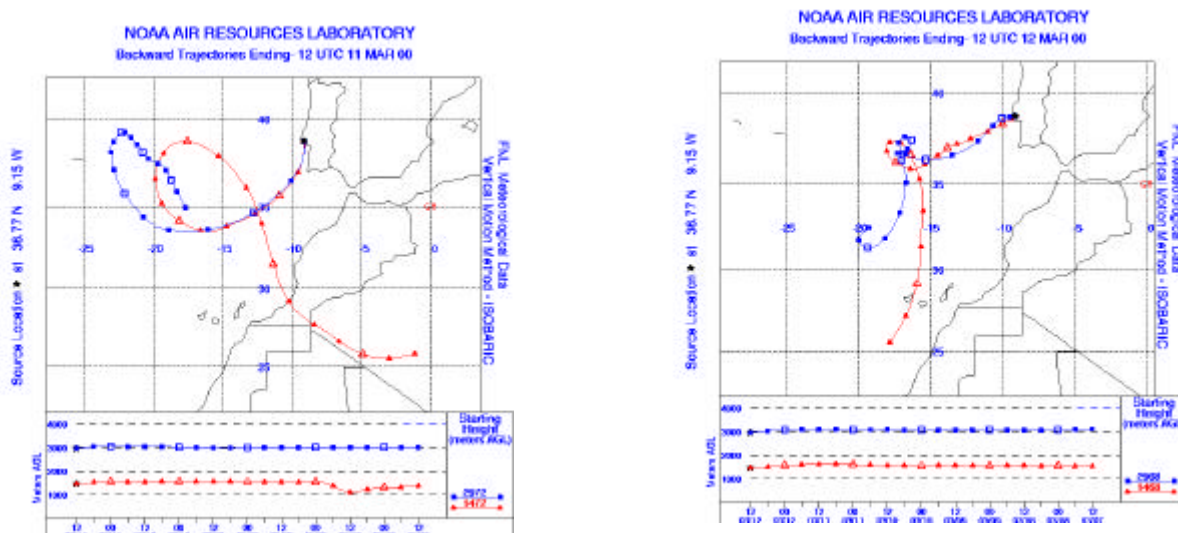


Figura VIII.18: Retro trayectorias al final del episodio de aerosoles de marzo acabando en Lisboa los días 11 (izquierda) y 12 (derecha) de marzo de 2000 a las 12 UTC.

Todo ello se apoya también en las imágenes de TOMS del A.I. Si extraemos los A.I. de las zonas de medida en este intervalo temporal, obtenemos corroborada la anterior discusión (Figura VIII.19): las medidas de A.I. en Funchal crecen esporádicamente el día 4 de marzo, en tanto que no dejan de relajarse de esa “perturbación” hasta bien entrado el mes, más allá del día 13. La subida se produce dos días más tarde, el 6, tanto en El Arenosillo como en Lisboa, obteniéndose en estos dos lugares resultados en general más comparables que con los de Funchal, tanto en valor absoluto como en evolución.

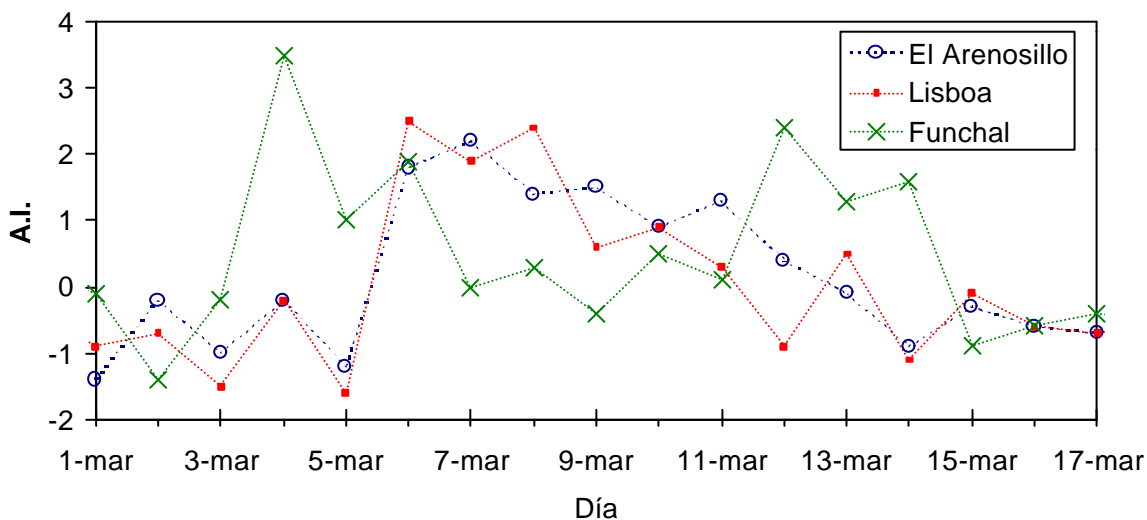


Figura VIII.19: Evolución del índice de aerosoles del EP-TOMS en los tres lugares de medida durante el episodio de aerosol sahariano en marzo.

Observemos ahora los espesores ópticos obtenidos con los instrumentos de los que disponemos. Para obtener el espesor óptico con las medidas de irradiancia global del Brewer, se emplea un método similar al descrito en [Bais, 1997; Carvalho and Henriques, 2000], usado para obtener los datos de los Brewers de Lisboa, Funchal y El Arenosillo que aquí se presentan. La calibración para cada caso se

hizo tomando como referencia Langleys realizados en altitud, y chequeando sus estabilidades a lo largo de Langleys realizados sobre medidas cercanas temporalmente al episodio que describimos.

En este episodio, como vimos en la tabla IV.10, por desgracia, no hay datos para el espesor óptico de aerosoles en Lisboa, por motivos técnicos el Brewer no estaba presente en este tramo. Observemos en todo caso en la Figura VIII.20 cómo se ajusta la evolución de las medidas disponibles a lo descrito:

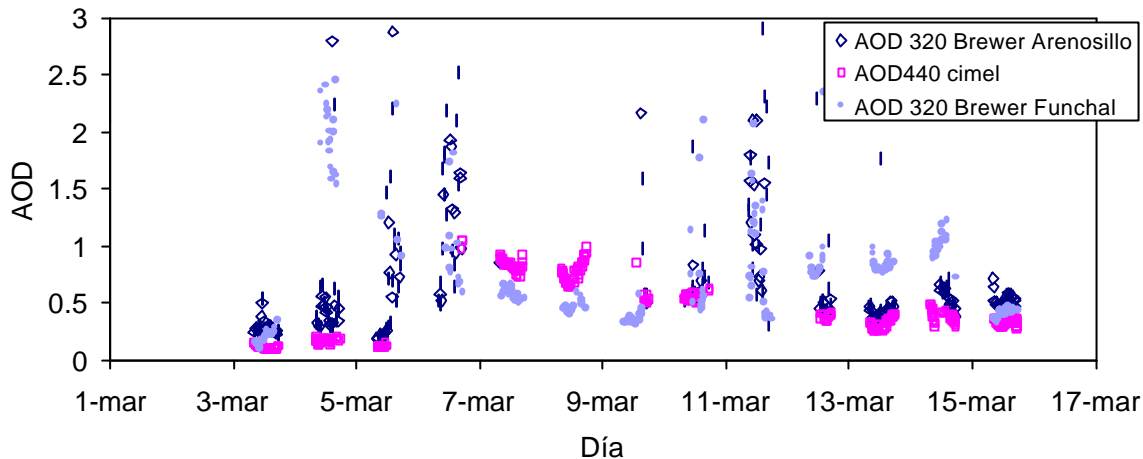


Figura VIII.20: Evolución durante el episodio de aerosol sahariano en marzo del espesor óptico de aerosoles obtenido por: el Brewer de El Arenosillo en 320 nm (rombos), el Cimel #48 en El Arenosillo (cuadrados), y el Brewer de Funchal en 320 nm (rombos rellenos).

En estos resultados se han eliminado los episodios de nubosidad. Las medidas en Funchal no tienen esta eliminación aplicada, pues como hemos dicho no disponemos de suficientes datos como para llevarla a cabo. Vemos que existen algunos datos tomados por el Cimel de El Arenosillo durante los días 7 y 8 de marzo, pero del Brewer los hemos eliminado por la presencia de nubosidad. Esto da a entender que los algoritmos de eliminación de nubes son poco restrictivos, finalmente, en AERONET, o que la nubosidad que detectamos en las medidas de irradiancia efectiva UV global está afectando a direcciones distintas de la del sol. Notamos cómo en todo caso el ascenso en la entrada de polvo sahariano es brusco también para el Cimel, provocando un espesor óptico de aerosoles inusualmente elevado (por encima de 1 en el visible).

En El Arenosillo, tanto Brewer como Cimel muestran la brusca subida correspondiente al inicio del episodio, haciéndolo entre el día 5 y el 6. Observamos cómo en el día 5, la mayor parte de medidas de Cimel desaparecen por culpa de la nubosidad, pero el día 6 están apareciendo, siendo igualmente altísimas para el AOD a 320 nm obtenido con el Brewer. Y ambos siguen unas evoluciones muy parecidas en valores relativos. El éxito vuelve a reproducirse con el espesor óptico de Funchal, el cual sube bruscamente cuando nuestras retro trayectorias lo habían predicho, es decir, hacia el día 4 de marzo. Si pudiera ocurrir que es la nubosidad la que provoca espesores tan grandes, no es menos cierto que coinciden con lo esperado en el momento justo. La evolución para los espesores de Funchal parece seguir el patrón de la de El Arenosillo, pero estando ésta desfasada dos días exactos. Queremos hacer notar que el día 11 de marzo parece un día especialmente perturbado en los dos lugares por las nubes: su efecto se aprecia en que no hay apenas medidas para el Cimel de El Arenosillo, pero además ocurre que la variabilidad del espesor óptico en el ultravioleta es muy elevada, no estando sujeta a una evolución casi monótonamente creciente, como la observada al inicio del episodio en ambos casos. Esta variabilidad en el espesor óptico de aerosoles es un buen síntoma, como sabemos, para detectar la

nubosidad. De hecho, la variabilidad a muy corto plazo (pocos minutos) es utilizada para el algoritmo de eliminación de nubosidad en las medidas de AERONET.

Si bien se puede aducir que los episodios de nubosidad pueden estar perturbando a la mayoría de estas medidas después de todo, no es menos cierto que por medio de dos instrumentos en una estación, y uno distinto en otra, retrotrayectorias y un instrumento en órbita en torno a la Tierra, los eventos han sido identificados y sus características, analizadas.

VIII.2.2.2. Episodio de agosto de 2000

El episodio de agosto no está apenas afectado por la presencia de nubes. Lo cierto es que los espesores que se obtienen en este caso son siempre menores que en el anterior, como veremos, pero hay una clara variación, subida que en todos los casos nos va a denotar el paso de este tipo de episodios. Hemos visto ya cómo el parámetro α de Angström tiene una clara anticorrelación en estos casos con el espesor óptico, cuando éste es elevado durante este tipo de episodios. Toca ahora comprobar si las retrotrayectorias en cada punto de medida nos predicen las evoluciones observadas:

- Para la estación de Funchal, las trayectorias (Figura VIII.21) indican que el día 29 de julio es cuando se produce la entrada de la masa de aire procedente del Sáhara, pero hay que hacer notar que en Funchal no dejan de estar presentes durante todo el episodio partículas que proceden de otro tipo de masa de aire, en concreto de tipo marítimo de las mismas latitudes del Atlántico. Las retrotrayectorias muestran mezclas de los distintos tipos de masas de aire en todo momento, incluido el último día en que se considera este episodio, que termina el 6 de agosto (Figura VIII.22).

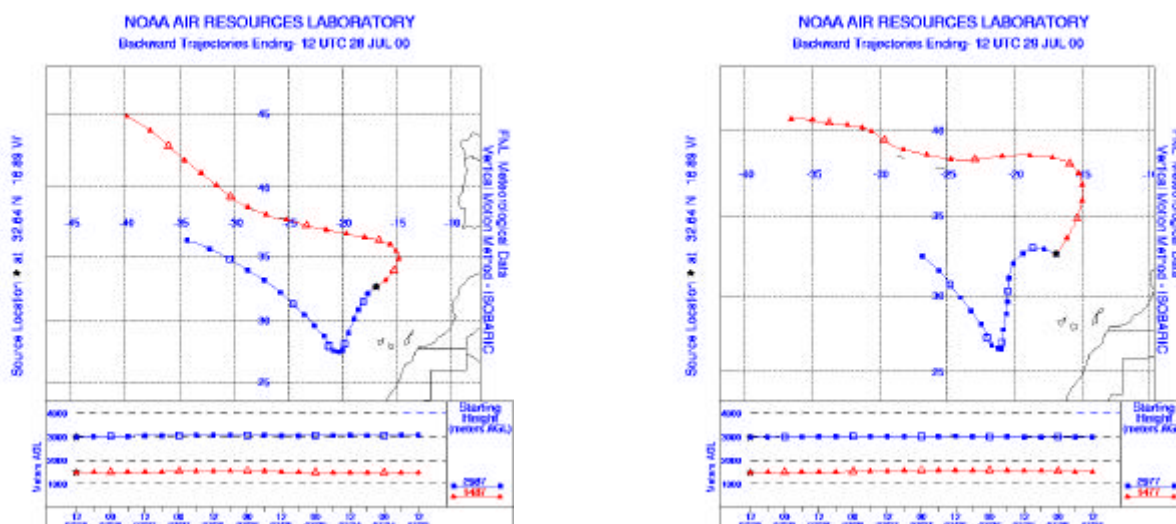


Figura VIII.21: Retrotrayectorias al inicio del episodio de aerosoles de julio-agosto acabando en Funchal los días 28 (izquierda) y 29 (derecha) de julio de 2000 a las 12 UTC.

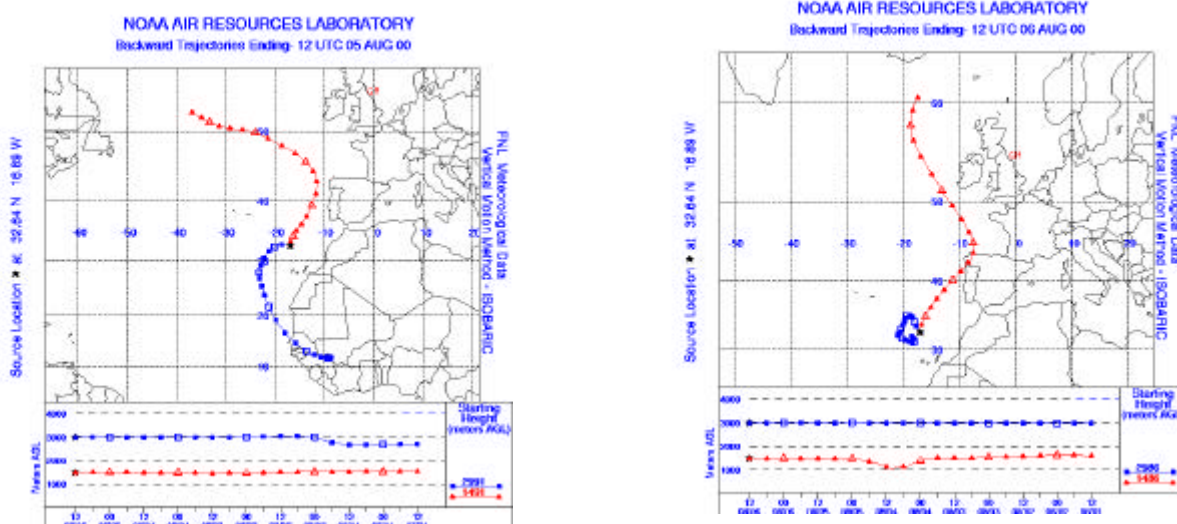


Figura VIII.22: Retro trayectorias al final del episodio de aerosoles de julio-agosto acabando en Funchal los días 5 (izquierda) y 6 (derecha) de agosto de 2000 a las 12 UTC.

- Para la estación de El Arenosillo, el cambio es bastante más brusco, y además se aprecia en todos los niveles analizados en las retro trayectorias. Además tarda un día más en empezar, de modo que hasta el día 30 de julio no se produce la entrada de una masa de aire del norte de África (Figura VIII.23). Por cierto, ello coincide, si atendemos a la situación sinóptica del día, a la aproximación sobre la vertical de la baja relativa que, anteriormente sobre el levante peninsular, establece la corriente de aire que marca el inicio del episodio. El final del episodio, tan brusco como el inicio, como vemos en la Figura VIII.24, se produce el 3 de agosto, coincidiendo con la nueva situación predominante de un anticiclón frente a las costas del oeste peninsular.

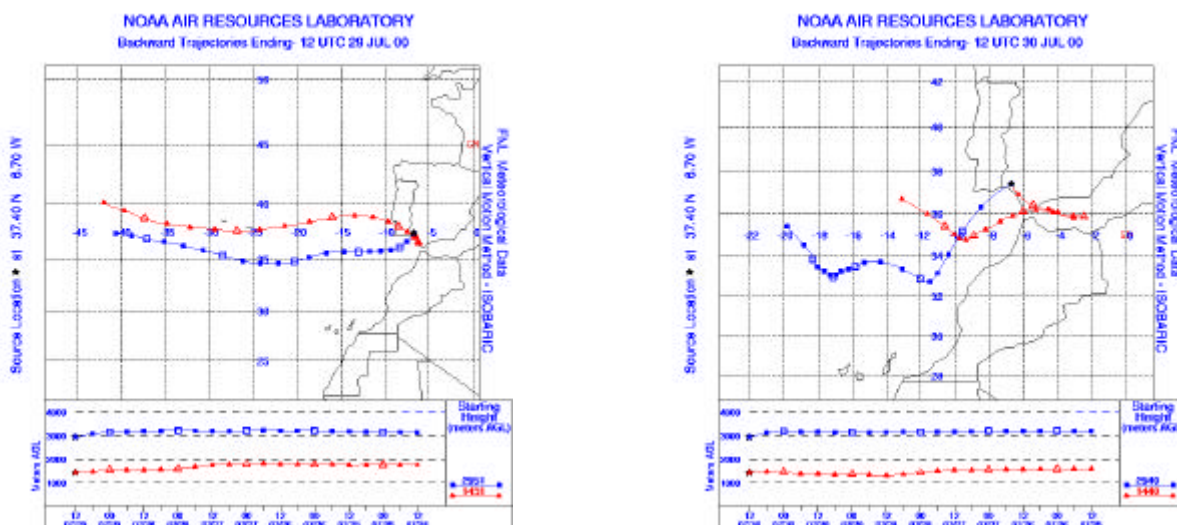


Figura VIII.23: Retro trayectorias al inicio del episodio de aerosoles de julio-agosto acabando en El Arenosillo los días 29 (izquierda) y 30 (derecha) de julio de 2000 a las 12 UTC.

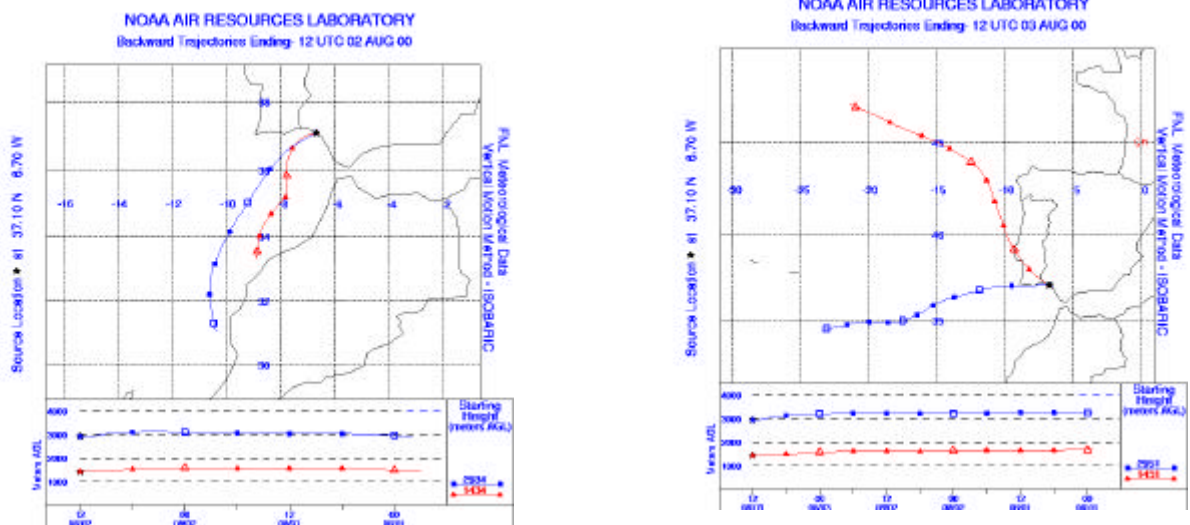


Figura VIII.24: Retrotrayectorias al final del episodio de aerosoles de julio-agosto acabando en El Arenosillo los días 2 (izquierda) y 3 (derecha) de agosto de 2000 a las 12 UTC.

- La estación de Lisboa ve iniciarse el período de aerosol africano un día más tarde aún: las condiciones sinópticas hacen evolucionar la situación de modo que la masa de aire tropical marítimo que entraba procedente de latitudes similares a las de la península desde el Atlántico deja de llegar a ella y es sustituido, con el avance al oeste de la baja relativa antes mencionada, por la masa de aire del norte de África (Figura VIII.25). Las trayectorias, en todo caso, no son concluyentes, pues sufren mezcla, y no se puede decir, a tenor de ellas, cuándo se produce el final del episodio. El cambio, eso sí, del día 4 de agosto es radical: entran procedentes directamente del Ártico (Figura VIII.26).

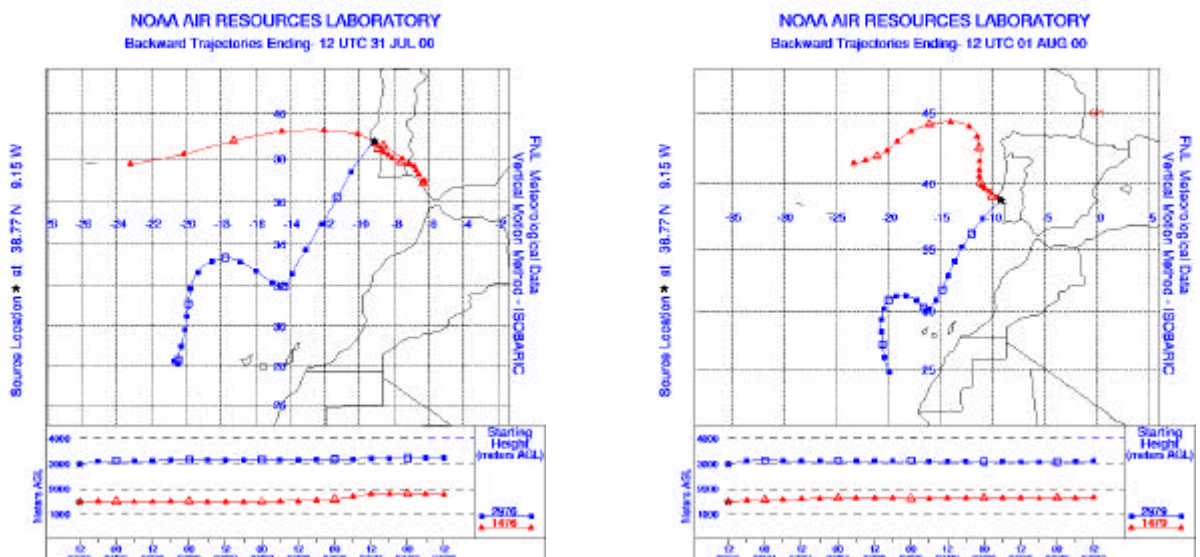


Figura VIII.25: Retrotrayectorias al inicio del episodio de aerosoles de julio-agosto acabando en Lisboa los días 31 de julio (izquierda) y 1 de agosto (derecha) de 2000 a las 12 UTC.

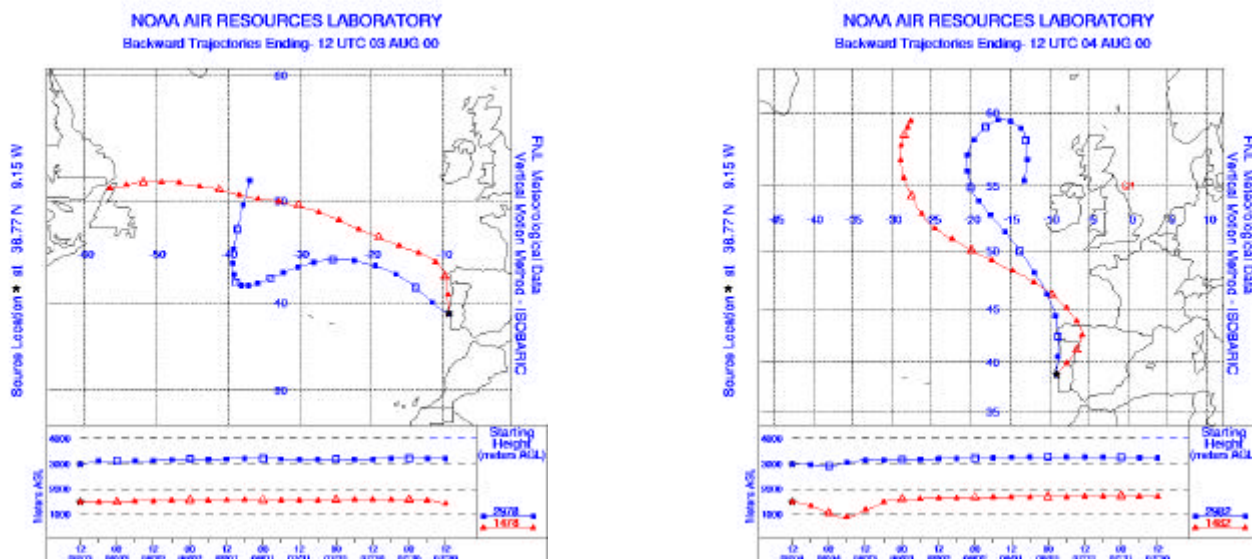


Figura VIII.26: Retro trayectorias al término del episodio de aerosoles de julio-agosto acabando en Lisboa los días 3 (izquierda) y 4 de agosto (derecha) de 2000 a las 12 UTC.

Observando ahora los valores de A.I. obtenidos por el TOMS en órbita en torno a la Tierra (Figura VIII.27), comprobamos cómo en efecto en Lisboa el episodio apenas dura dos días realmente, cambiando de algún modo el día 4 de agosto, mientras que la apreciable subida se nota en Funchal hacia el día 30 de julio, y en especial el 1 de agosto, y en El Arenosillo la subida se produce el 31 de julio principalmente. La bajada es más brusca en El Arenosillo (ocurre el 3 de agosto) que en Funchal, donde se produce más gradualmente. Recordemos que estos valores son cualitativos y se da uno por día, pero dan idea de lo que se produce. Las retro trayectorias en este caso están dando una información diferente en ± 1 día.

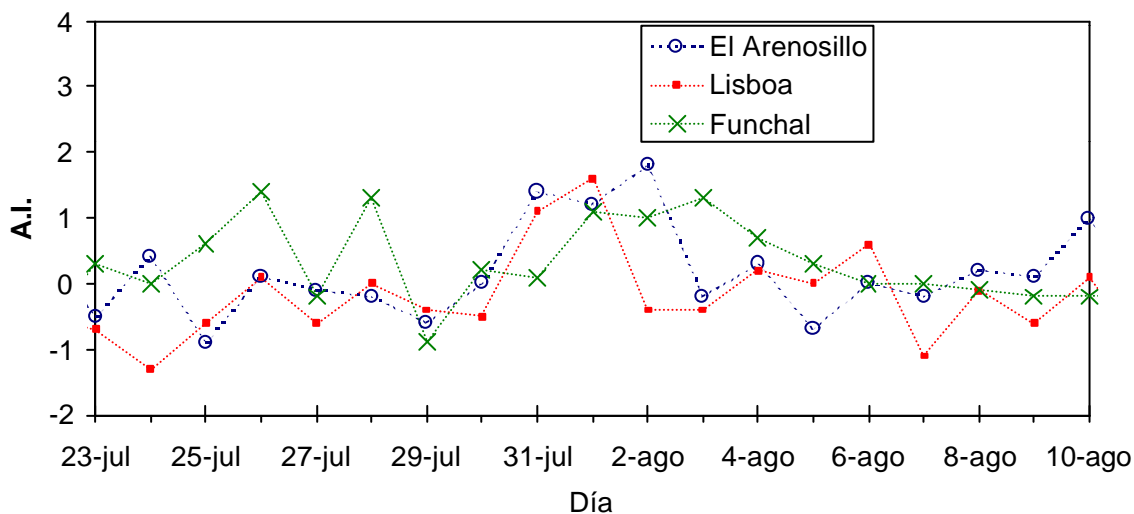


Figura VIII.27: Evolución del índice de aerosoles del EP-TOMS en los tres lugares de medida durante el episodio de aerosol sahariano en julio-agosto.

Es ya el momento de observar con detalle los espesores ópticos obtenidos con los instrumentos anteriormente utilizados, incluyendo el Brewer de Lisboa, que esta vez sí midió.

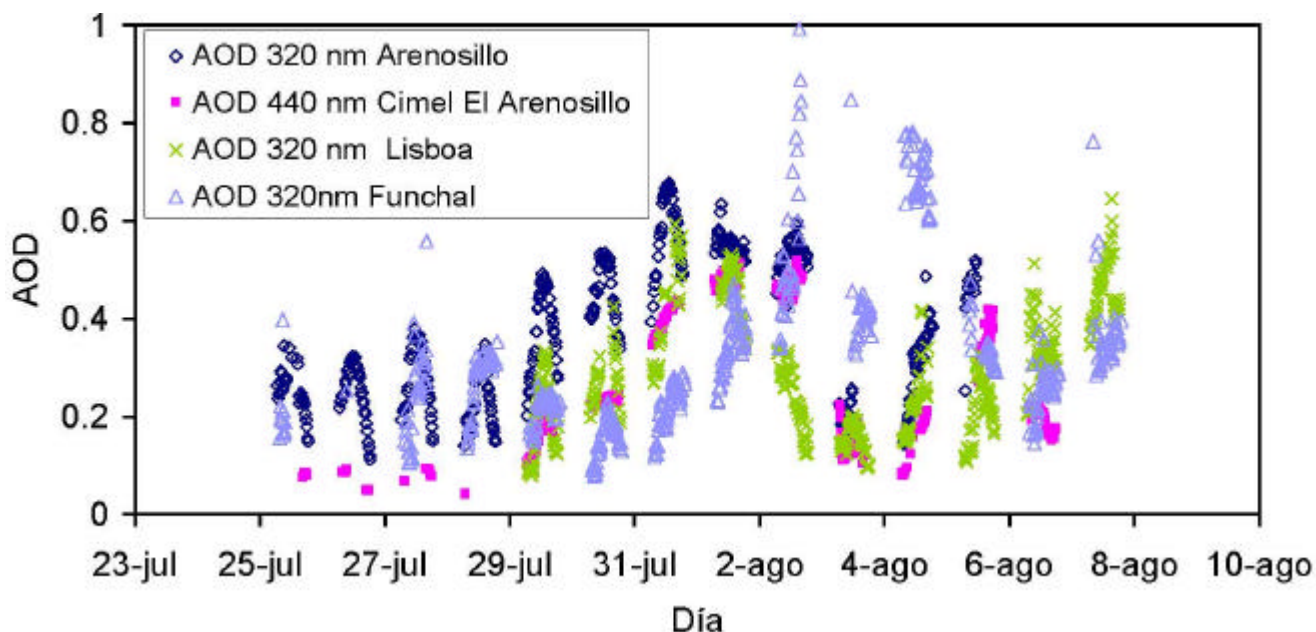


Figura VIII.28: Evolución durante el episodio de aerosol sahariano en agosto del espesor óptico de aerosoles obtenido por: el Brewer de El Arenosillo en 320 nm (rombos), el Cimel #114 en El Arenosillo (cuadrados), el Brewer de Lisboa en 320 nm (cruces) y el Brewer de Funchal en 320 nm (triángulos).

En primer lugar observamos en la Figura VIII.28, que contiene ya los datos eliminando los valores afectados de nubosidad en El Arenosillo y Lisboa, cómo todos los instrumentos tienen una evolución similar. En Lisboa, el espesor óptico dado por el Brewer en 320 nm es, curiosamente, más bajo que en el Arenosillo. En Funchal, parecemos tener algún problema con la nubosidad el 3 y el 5 de agosto, por la variabilidad altísima en los valores obtenidos. Por otro lado, en las evoluciones se observa que

- En el caso de Funchal, se produce un crecimiento continuado desde el 31 de julio, pero el 3 de agosto baja, para volver a subir el día 4, etc. Este comportamiento algo más caótico coincide con lo esperado por las retrotrayectorias.
- En el caso de El Arenosillo el episodio comienza el día 30 de julio, con un crecimiento de los valores promedio de cada día, manteniendo esta vez la variación horaria de los datos. El día 3 de agosto se produce un descenso brusco del espesor óptico de aerosoles en 320 nm. Esto coincide a la perfección con las evoluciones vistas de las masas de aire referidas anteriormente en las retrotrayectorias.
- Para la estación de Lisboa, el episodio no es muy alto pero sí se aprecia claramente en este espesor óptico en el UV, empezando el día 31 de julio y acabando el 4 de agosto, pero sin grandes saltos en la evolución. Las retrotrayectorias indicaban una mezcla de aerosoles marítimos y saharianos, y aquí se puede traducir en un espesor óptico no tan alto como si el aire fuera únicamente procedente del norte de África.

Se observa claramente en la Figura VIII.28 el ciclo diurno que aparece en el espesor óptico en el UV. Habíamos detectado ya este ciclo para el parámetro α de Angström en el visible con los datos de Cimel. En el espesor óptico no lo habíamos detectado apenas, pero con los datos del Brewer en el UV se encuentra muy acentuado. Este comportamiento también aparece en [Kylling et al., 98; Gröbner et al. 2001]. Llamamos la atención sobre este comportamiento tan acentuado, que supone en muchos

casos un factor multiplicativo de 3 ó 4, puesto que es la primera vez en que se reseña de una forma explícita y porque explicar este comportamiento es en principio bastante complicado. Este fenómeno que hemos detectado precisa de un análisis detallado y riguroso que cae fuera de los objetivos de este trabajo.

Cimel y Brewer en El Arenosillo guardan evoluciones muy similares, y posteriormente al episodio vuelve a subir el espesor óptico en ambos. Los estudios de masas de aire que tenemos para los siguientes días dan una evolución como la esperada: hacia el día 10 volvemos a tener una situación de entrada de una masa de aire del sur, no tan importante como ésta, pero nuevamente detectada.

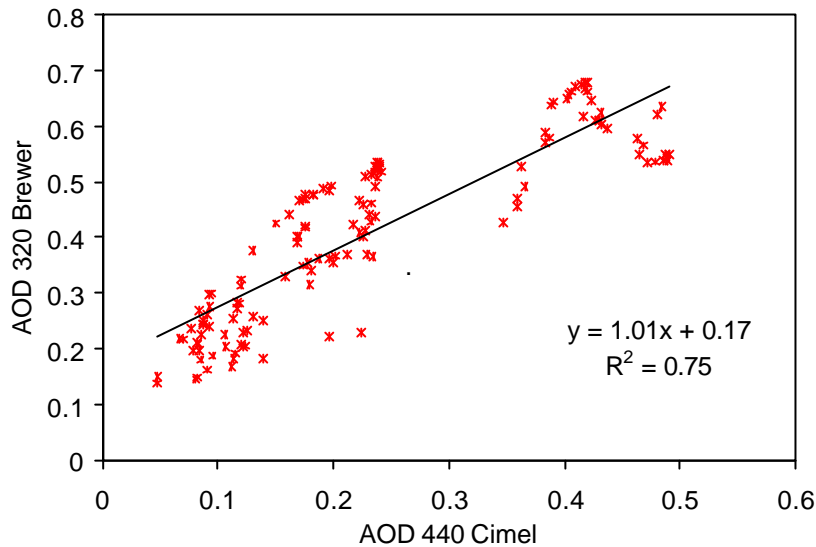


Figura VIII.29: Correlación del espesor óptico de aerosoles a 320 nm obtenido con el Brewer y el de 440 nm obtenido con el Cimel en El Arenosillo.

Basta observar las gráficas anteriores para denotar una fuerte correlación entre los espesores ópticos de Brewer y de Cimel en El Arenosillo. Observemos como ejemplo la correlación en el episodio de agosto con los valores ya sin problemas de nubes. Se presenta la correlación entre los datos de espesor óptico de aerosoles a 320 nm del Brewer y a 440 nm del Cimel (Figura VIII.29). Vemos cómo la correlación no es muy buena, pero la tendencia es la esperada: el espesor óptico en el UV es más alto que en el visible, y ambos crecen correspondientemente. Se añade la recta que podría servir para determinar el valor del AOD del Brewer esperado a través del valor de AOD del Cimel en 440 nm.

Como conclusiones de este apartado podemos resumir:

- Que las evoluciones que esperamos obtener en el espesor óptico correspondientes a lo estudiado en las retrotrayectorias son obtenidas prácticamente a la perfección.
- Que espesor óptico de aerosoles dado por el Cimel y parámetro α de Angström en el visible parecen claramente anticorrelacionados: una entrada de aire sahariano conlleva un descenso hasta valores cercanos a cero de dicho parámetro y una subida del espesor óptico de aerosoles a 440 nm muy por encima de los valores medios medidos.
- Que espesor óptico de aerosoles dado por el Cimel y el dado por el Brewer tienen evoluciones análogas.

- Que los episodios de polvo sahariano tienen entradas muy rápidas en las estaciones de Funchal o El Arenosillo, o mezclados y que su llegada está atenuada o mezclada con otros tipos de masas de aire.
- Que los episodios de polvo sahariano se han podido detectar con medidas de espesor óptico en el visible y también en el UV (con un instrumento cuya principal finalidad no es medir espesor óptico sino ozono, siendo esta potencialidad un valor añadido a su uso) [ver Muniosguren et al., 2001, o Gröbner et al. 2001]. Esta potencialidad también se ha demostrado en el mencionado trabajo [Gröbner et al. 2001], donde se pone de manifiesto el buen acuerdo entre el espesor óptico en 320 nm medido con el Brewer y el medido a 350 nm con nuestro Li-Cor 1800.

VIII.3. INFLUENCIA DE LOS EPISODIOS DE AEROSOLES DESÉRTICOS EN LA RADIACIÓN ULTRAVIOLETA

Este estudio paralelo al que nos ha venido ocupando tiene un objetivo sencillo: estudiar si la entrada de aerosoles desérticos está influyendo en otros parámetros. Vamos a centrarnos en el episodio de agosto: los resultados que se obtienen para el episodio de marzo confirman los que obtendremos aquí, con la salvedad de que son mucho menos datos disponibles por culpa de los eventos nubosos, así que tienen más error.

Observemos la representación, en la misma gráfica del espesor óptico que hemos visto antes, con el ozono obtenido por medio del Brewer en cada una de las tres estaciones en la Figura VIII.30.

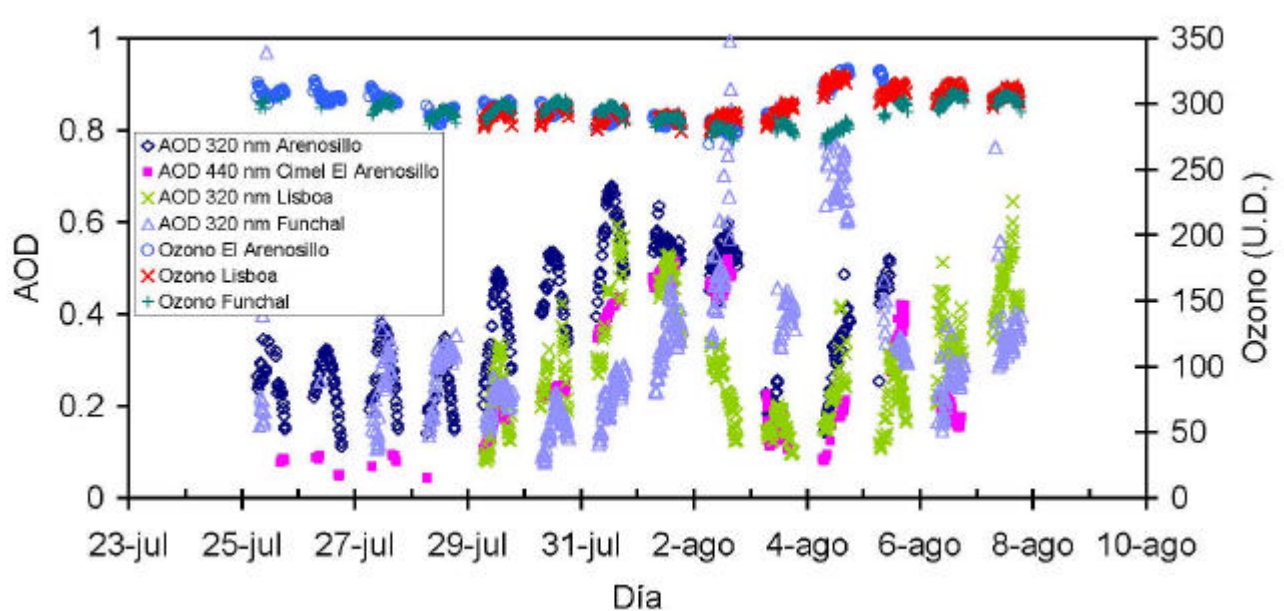


Figura VIII.30: Evolución durante el episodio de aerosol sahariano en agosto del espesor óptico de aerosoles obtenido por: el Brewer de El Arenosillo en 320 nm (rombos), el Cimel #114 en El Arenosillo (cuadrados), el Brewer de Lisboa en 320 nm (cruces) y el Brewer de Funchal en 320 nm (triángulos). Se representa (con eje a la derecha) el ozono columnar obtenido por los Brewers de El Arenosillo (círculos), Lisboa (x) y Funchal (+).

Notamos en este caso cómo el ozono total en la columna atmosférica baja unas 40 unidades Dobson durante el episodio. Parece más claro que se da una subida en el final del episodio. Notamos

por ejemplo que la subida alta del espesor óptico del 4 de agosto en Funchal es correspondida con una bajada mantenida del ozono, seguida de una subida al día siguiente, cuando el espesor óptico también crece. Sin embargo, la subida del espesor óptico de aerosoles en las otras estaciones esos días corresponde con una subida de ozono igualmente. Por lo tanto, no parece estar muy correlacionado con el espesor óptico de aerosoles, y creemos que sería necesario estudiar más ampliamente esta cuestión, complementándola con eventos estratosféricos que puedan explicar las variaciones en la columna de ozono.

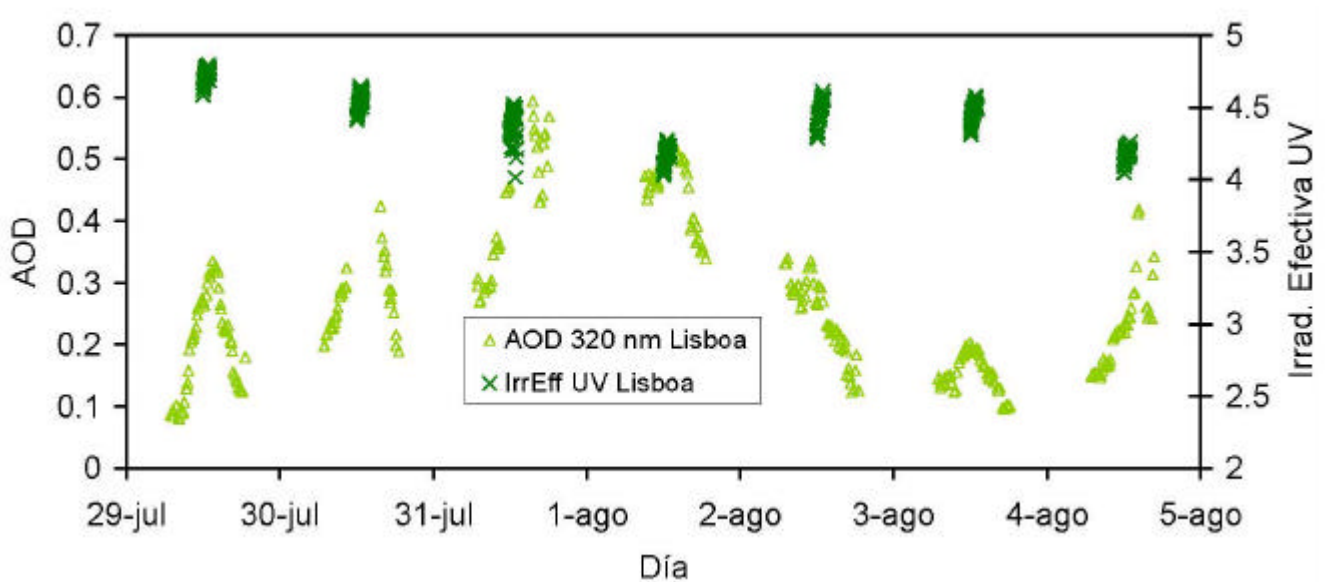


Figura VIII.31: Evolución durante el episodio de aerosol sahariano en agosto del espesor óptico de aerosoles obtenido por el Brewer de El Arenosillo en 306.3 nm (triángulos), comparada con la de la irradiación efectiva obtenida por el Yankee en El Arenosillo integrando entre 280 y 320 nm.

Parece bastante distinto el caso de la irradiación UV. Aquí representamos, de forma análoga a la anterior, las irradiaciones efectivas a mediodía de cada día. Por simplicidad se ha presentado la evolución en Lisboa sólo en la Figura VIII.31.

Vemos cómo la evolución del espesor óptico de aerosoles en el UV es anticorrelacionada con la irradiación efectiva UV obtenida a nivel de suelo. Ello es un resultado esperado [Cachorro et al. (Modelo de UV desarrollado para el INM), 2000; Carvalho, F., 1998; Kylling et al., 1998; Meleti and Cappellani, 2000]. Cuando los aerosoles crecen en número o tamaño, estamos obteniendo irradiaciones menores en el ultravioleta. Obsérvese que en la gráfica anterior no estamos empleando medidas de distintos instrumentos: la irradiación efectiva UV se obtiene con el mismo Brewer con que se obtiene el espesor óptico a 306.3 nm.

Observemos la correlación entre la irradiación efectiva UV y el espesor óptico de aerosoles en el UV obtenidos ambos con el mismo Brewer (Figura VIII.32). Vamos a observar el caso de El Arenosillo, dado que ha parecido demostrado que el resultado es bueno en Lisboa (cosa que se confirma en un análisis análogo al que sigue). Supongamos que representamos todos los valores que hemos obtenido. Tendríamos una nube de puntos como la que se aprecia en la Figura VIII.32.

Obviamente no podrá estudiarse este caso: cada altura solar está determinando una irradiación distinta. Dado que, en condiciones ideales, la irradiación será igual para los mismos ángulos cenitales solares, hay que intentar quedarse con un intervalo pequeño para poder apreciar las correlaciones que buscamos. En efecto, las medidas se agrupan en bandas, cada una de las cuales contiene una correlación con unas R^2 variables, de entre 0.5 a 0.9. De todos modos este parámetro no es el que mejor

refleja la estadística de correlación, dado que depende de la pendiente. La gráfica siguiente las muestra reunidas, un símbolo por cada conjunto de datos con el mismo intervalo de ángulo cenital solar (de 5° en 5°) (Figura VIII.33). Vemos que las correlaciones son buenas en todos los ángulos.

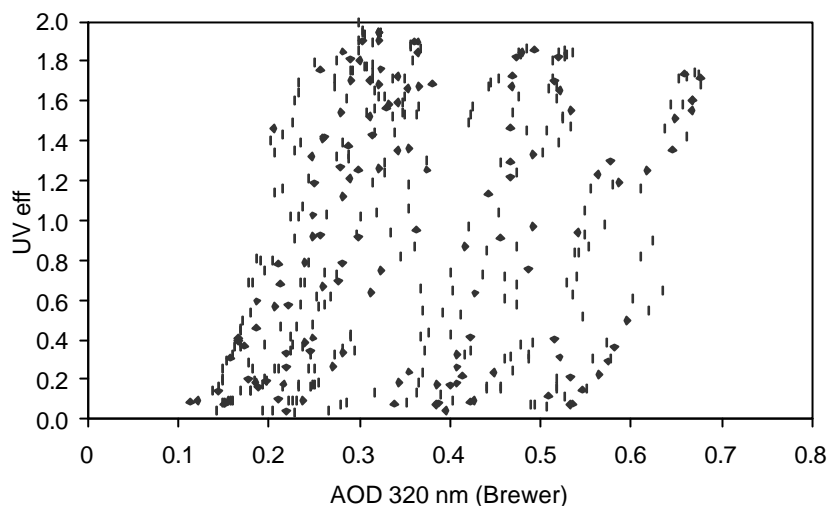


Figura VIII.32: Nube de puntos de la correlación entre la irradiancia UV-B efectiva y el espesor óptico de aerosoles a 320 nm obtenidos con el Brewer #150 en El Arenosillo.

Ahora podemos comprobar cómo funcionan también las correlaciones entre la irradiancia UV efectiva obtenida con el Brewer #150 y el espesor óptico de aerosoles obtenido en el visible por el Cimel #114 (Figura VIII.34). Como vemos, aunque los instrumentos son distintos, las magnitudes siguen estando bien correlacionadas, como era de esperar por las anteriores correlaciones mencionadas entre los distintos espesores ópticos (en visible y UV).

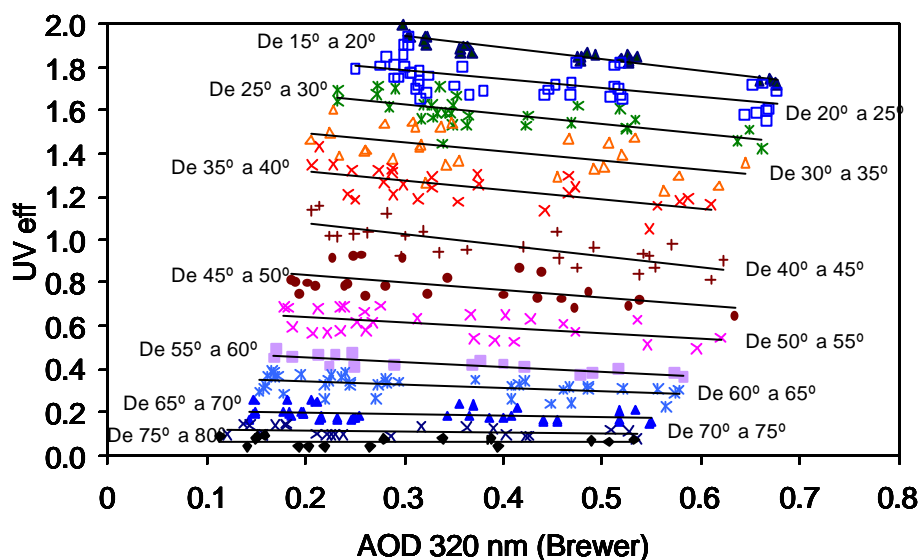


Figura VIII.33: Correlaciones entre la irradiancia UV-B efectiva y el espesor óptico de aerosoles a 320 nm obtenidos con el Brewer #150 en El Arenosillo, dependiendo del intervalo de ángulos cenitales solares en los momentos de medida simultánea.

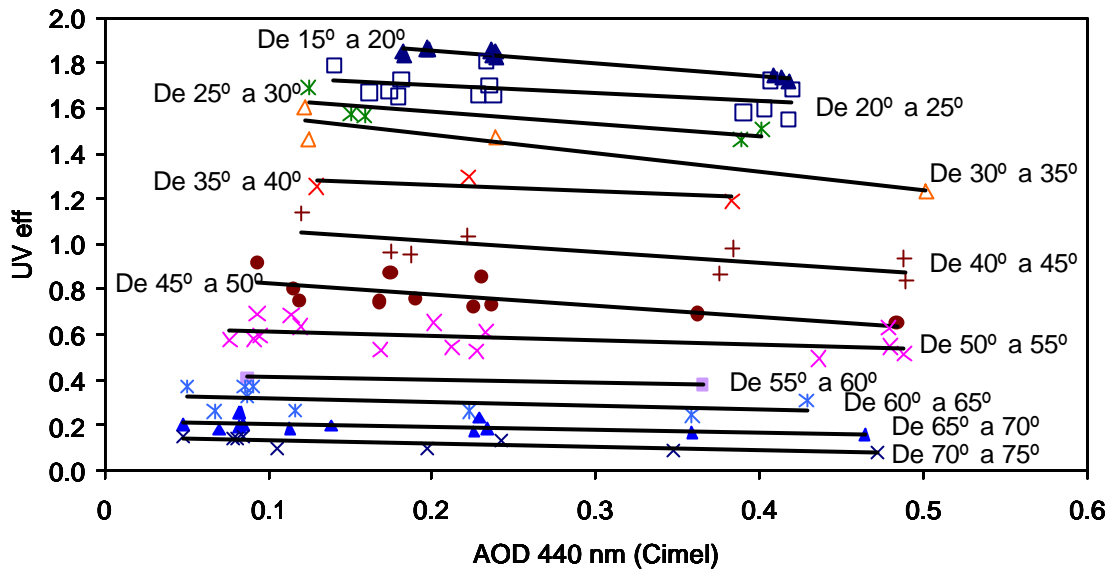


Figura VIII.34: Correlaciones entre la irradiancia UV-B efectiva obtenida con el Yankee y el espesor óptico de aerosoles a 440 nm obtenido con el Cimel #114 en El Arenosillo, dependiendo del intervalo de ángulos cenitales solares en los momentos de medida simultánea.

En la Tabla VIII.7 damos los valores para cada correlación tanto de pendiente como de ordenada en el origen, y la bondad del ajuste utilizando la desviación estándar. Los resultados son peores, en este caso, para la correlación entre irradiancia efectiva UV y el espesor óptico de aerosoles a 440 nm obtenido con el Cimel. No obstante, hay menos puntos en la mayoría de los intentos, como se ve en la gráfica, debido a la diferente programación de ambos instrumentos: sólo unos pocos casos, en comparación, coinciden temporalmente, y son los que se han utilizado.

Por otro lado, puede observarse cómo crece la pendiente en el caso de la correlación en el ultravioleta, con una uniformidad muy clara. En la Figura VIII.35 adjunta mostramos la evolución de dicha pendiente (y debajo, de la ordenada en el origen, es decir, de a qué irradiancia efectiva UV corresponde un AOD de 0) en función del ángulo cenital solar.

	Corr. UV – AOD 320			Corr. UV – AOD 440		
	Pend	Ord orig	SD	Pend	Ord orig	SD
De 15° a 20°	-0.531	2.103	0.024	-0.549	1.962	0.018
De 20° a 25°	-0.406	1.907	0.069	-0.338	1.770	0.066
De 25° a 30°	-0.437	1.758	0.056	-0.531	1.692	0.052
De 30° a 35°	-0.404	1.567	0.084	-0.808	1.642	0.066
De 35° a 40°	-0.428	1.403	0.063	-0.296	1.321	0.053
De 40° a 45°	-0.483	1.163	0.059	-0.383	1.066	0.069
De 45° a 50°	-0.323	0.893	0.066	-0.501	0.878	0.060
De 50° a 55°	-0.241	0.688	0.051	-0.188	0.631	0.057
De 55° a 60°	-0.212	0.496	0.020	-0.103	0.419	0 (2 datos)
De 60° a 65°	-0.148	0.368	0.036	-0.147	0.326	0.050
De 65° a 70°	-0.082	0.215	0.029	-0.133	0.220	0.028
De 70° a 75°	-0.052	0.124	0.022	-0.147	-0.145	0.019
De 75° a 80°	-0.008	0.067	0.020	-	-	-

Tabla VIII.7: Valores de las correlaciones entre la irradiancia efectiva en el UV-B (280-320 nm) obtenida con el Yankee y los espesores ópticos de aerosoles de 320 nm obtenido con el Brewer #150 (izquierda) y de 440 nm obtenido con el Cimel #114 (derecha) en la estación de El Arenosillo.

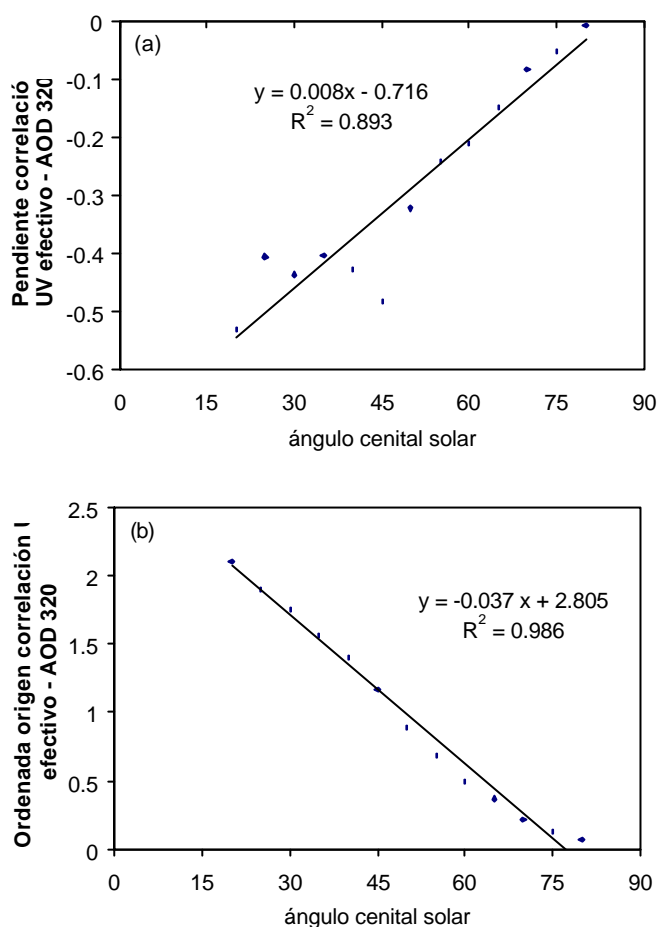


Figura VIII.35: (a) Pendientes y (b) ordenadas en el origen de las correlaciones entre la irradiancia UV-B efectiva obtenida con el Yankee y el espesor óptico de aerosoles a 320 nm en El Arenosillo, en función del intervalo de ángulos cenitales solares en los momentos de medida simultánea.

Como conclusiones de este capítulo citaremos:

- Que se ha demostrado cómo los instrumentos de medida que detectaron las entradas de polvo sahariano son capaces de registrar la variación de otros parámetros a la par: el espesor óptico está muy correlacionado con la cantidad de irradiancia efectiva incidente en el suelo, de modo que a mayor turbiedad se obtiene una menor irradiancia efectiva.
- Los espesores ópticos en visible y ultravioleta obtenidos con distintos instrumentos están relativamente bien correlacionados, siguiendo, como en el caso anterior, las tendencias esperadas: si uno sube, el otro también.
- Asimismo, parece haber correlaciones entre estos episodios y variaciones de ozono columnar sobre la zona de estudio, pero dado que estas tendencias son contradictorias entre cada zona, no podemos concluir ningún resultado en este sentido. De hecho, se tienen mayores errores en la determinación del ozono en el TOMS cuando el índice de aerosoles es mayor, como se indica en [McPeters et al., 98].

La irradiancia UV efectiva y los espesores ópticos de aerosoles aparecen correlacionados, como se espera teóricamente. Se han encontrado las relaciones en función del ángulo cenital solar para El Arenosillo para el espesor óptico en el ultravioleta. Las del visible están pendientes de calibración definitiva (para el Cimel #114).

BIBLIOGRAFÍA

- Capel Molina, J.J. (1981), *Los climas de España*. Barcelona: Oikos-Tau. ISBN 8428104921
- Carvalho, F. (1998) *Modelo espectral simplificado de transeferência radiativa com céu limpo para portugal*, Tese para grau de Mestre en Ciências Geofísicas. Univ. Lisboa.
- Carvalho, F., Henriques, D. (2000) Use of Brewer ozone spectrophotometer for aerosol optical depth measurements on ultraviolet region, *Adv. Space Res.*, **25** (5), 997-1006.
- d'Almeida, G. A., P. Koepke, E. P. Shettle (1991) *Atmospheric Aerosols: Global Climatology and Radiative Characteristics*. A. Deepak Publishing, 561 pp.
- Deepak, A., and H. E. Gerber, Eds. (1983) Report of the experts meeting on aerosols and their climatic effects. WCP-55, 107 pp. [Disponibile en la World Meteorological Organization, Case Postale No. 5, CH-1211 Geneva, Switzerland.]
- Derber J.C., D.F. Parrish, S.J. Lord (1991) The new global operational analysis system at the National Meteorological Center, *Weather and Forecasting*, **6**, 538-547.
- Díaz, J.P., F.J. Expósito, C.J. Torres, V. Carreño, A. Redondas (2000) Simulation of mineral dust effects on UV radiation levels, *J. Geophys. Res.*, **105**, 4979-4991.
- Díaz, J.P., F.J. Expósito, A. Díaz (1994) Measurements of aerosols from Tenerife, en *Air Pollution '94*, ed. J.M. Baldasano, C.A. Brebbia, H. Power y P.Zannetti, 400-408, Comput. Mech., Southampton, England.
- Draxler, R.R. (1996) Boundary layer isentropic and kinematic trajectories during the August 1993 North Atlantic Regional Experiment Intensive, *J. Geophys. Res.*, **101** (D22), 29255-29268.
- Draxler, R.R. and G.D. Hess (1997) Description of the HYSPLIT_4 modeling system, *NOAA Technical Memorandum ERL ARL-224*, December, 24 p.
- Draxler, R.R. and G.D. Hess (1998) An overview of the HYSPLIT_4 modelling system for trajectories, dispersion and deposition, *Aust. Met. Mag.*, **47**, 295-308.
- Dutton, E.G., P. Reddy, S. Ryan, J.J. DeLuisi (1994) Features and effects of aerosol optical depth observed at Mauna Loa, Hawaii, 1982-1992. *J. Geophys. Res.*, **99**, 8295-8306.
- Gröbner, J., R. Vergaz, V.E.Cachorro, D.V.Henriques, K.Lamb, A. Redondas, J.M. Vilaplana, D.Rembges (2001) Intercomparison of aerosol optical depth measurements in the UVB using Brewer spectrophotometers and a Li-Cor spectrophotometer, *Geophys. Res. Lett.*, **28** (9),1691-1694.
- Hänel, G., and B. Zankl (1979) Aerosol size and relative humidity: Water uptake by mixtures of salts. *Tellus*, **31**, 478-486.
- Hansen, J. E., and I. D. Travis (1974) Light scattering in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, **16**, 527-610.
- Herman, J.R., P.K. Barthia, O. Torres, C. Hsu, C. Setfor, E. Celarier (1997) Global distribution of UV-absorbing aerosols from Nimbus 7/TOMS data, *J. Geophys. Res.*, **102**, 16889-16909.
- Hess, M., P. Koepke, I. Schult (1988) Optical Properties of Aerosols and Clouds: The Software Package OPAC, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **79**, 831-844.

- Kanamitsu, M. (1989) Description of the NMC Global Data Assimilation and Forecast System, *Weather and Forecasting*, **4**, 335-342.
- Koepke, P., M. Hess, I. Schult, E. P. Shettle (1997) Global Aerosol Data Set. MPI Meteorologie Hamburg Report, **243**, 44 pp.
- Kylling, A., A.F. Bais, M. Blumthaler, J. Schreder, C.S. Zerefos, E. Kosmidis (1998) Effect of aerosols on solar UV irradiances during the Photochemical Activity and Solar Ultraviolet Radiation Campaign. *J. Geophys. Res.*, **103** (D20) 26051-26060.
- Lehman, A., P. Koepke (2000) Analysis of aerosol spectral optical depth in Payerne with respect to aerosol types for UV modeling applications. *Short-Term Scientific Mission report, COST Action 213*.
- Levoni, C., M. Cervino, R. Guzzi, F. Torricella (1997) Atmospheric aerosol optical properties: a database of radiative characteristics for different components and classes. *Appl. Opt.*, **36**, 8031-8041.
- Liou, K. N. (1992) *Radiation and Cloud Processes in the Atmosphere*. Oxford University Press, 473 pp.
- Longtin, D.R., E.P. Shettle, J.R. Hummel, J.D. Pryce (1988) A desert aerosol model for radiative transfer studies, *Aerosols and Climate*, ed. Peter V. Hobbs y M.P. McCormick, pp 261-269, A. Deepak, Hampton, Va.
- McPeters, R.D., P.K. Bhartia, A.J. Kueger, J. Herman (1988) Earth Probe Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS) Data Products User's Guide, *NASA Technical Publication*, 1998.
- Meleti, C., F. Cappellani (2000) Measurements of aerosol optical depth at Ispra: Analysis of the correlation with UV-B, UV-A, and total solar irradiance. *J. Geophys. Res.*, **105** (D4), 4971-4978.
- Muniosguren, L.S., B. de la Morena, E. Cuevas (editores) (2001, por publicar) *Results of the first Iberian UV-VIS instruments intercomparison*.
- Papayannis, A., D. Balis, A. Bais, H. Van der Bergh, B. Calpini, E. Durieux, L. Fiorani, L. Jaquet, I. Zionas, C.S. Zerefos (1988) Role of urban and suburban aerosols on solar UV radiation over Athens, Greece, *Atmos. Environ.*, **32**, 2193-2201.
- Parrish, D.F. and J.C. Derber (1992) The National Meteorological Center's spectral statistical interpolation analysis system. *Mon. Wea. Rev.* **120**, 1747-1766.
- Patterson, E.M., D.A. Gillette, B.H. Stockton (1978) Complex index of refraction between 300 and 700 nm for Saharan aerosols, *J. Geophys. Res.*, **82**, 3153-3160.
- Petersen, R.A. and J.D. Stackpole (1989) Overview of the NMC Production Suite, *Weather and Forecasting*, **4**, 313-322.
- Prospero, J.M.(1996) Saharan dust transport over the North Atlantic Ocean and Mediterranean: An overview, en *The Impact of Desert Dust Across the Mediterranean*, ed. S. Guerzoni y R. Chester, 131-151, Kuwer Acad., Norwell, Mass.
- Quenzel, H., and H. Müller (1978) *Optical properties of single Mie particles: Diagrams of intensity-, extinction-, scattering-, and absorption efficiencies*. Universität München, Meteorologisches Institut, Wiss. Mit. Nr. 34, 59 pp. [Disponible en Meteorologisches Institut, Theresienstraße 37, D-80333 München, Germany.]

- Repapis, C.C., H.T. Mantis, A. G. Paliatsos, C.M. Philandras, A.F. Bais, C. Meleti (1998) Case study of UV-B modification during episodes of urban air pollution, *Atmos. Environ.*, **32**, 2203-2208.
- Sela, J.G. (1980) Spectral modeling at the National Meteorological Center, *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1279-1292.
- Shettle, E. P., and R. W. Fenn (1979) *Models for the aerosols of the lower atmosphere and the effects of humidity variations on their optical properties*. AFGL-TR-79-0214, 94 pp. [Disponible en AFCRL, Hanscom Field, Bedford, MA 01731.]
- Sokolik, I.N., O.B. Toon (1996) Direct radiative forcing by anthropogenic airborne mineral aerosols, *Nature*, **381**, 681-683.
- Stunder, B.J.B. (1996) An assessment of the quality of forecast trajectories, *J. Appl. Meteorol.*, **35**, 1319-1331.
- Tegen, I., A.A. Lacis (1996) Modeling of particle size distribution and its influence on the radiative properties of mineral dust aerosol, *J. Geophys. Res.*, **101**, 19237-19244.
- Tegen, I., A.A. Lacis, I. Fung (1996) The influence on climate forcing of mineral aerosols from disturbed soils, *Nature*, **380**, 419-422.

CONCLUSIONES Y LÍNEAS FUTURAS

Cerrando este trabajo presentamos las siguientes conclusiones.

- Se ha llevado a cabo el estudio de los aerosoles presentes en la zona del Golfo de Cádiz a partir de cinco años de medidas espectrorradiométricas y fotométricas en la estación de El Arenosillo, Huelva.
- Se ha estudiado con detalle la caracterización de la respuesta instrumental de los dos aparatos que han servido para tomar estas medidas, tanto en ganancia como en longitud de onda. Así, se ha caracterizado suficientemente la función instrumental del espectrorradiómetro Li-Cor 1800, que resultó tener una anchura a altura mitad de 6.2 nm. Por su parte, se ha analizado también el desplazamiento en longitud de onda, nunca mayor de 1 nm, utilizando lámparas espectrales. La repetibilidad en longitud de onda fue también satisfactoria. Finalmente, la respuesta en ganancia denotaba una variabilidad tal que nos permite dar como cotas de error para el Li-Cor un 15% en la irradiancia de 320 a 350 nm, un 5% por encima, menos del 3% en el visible y menos del 10% en el infrarrojo. En cuanto al fotómetro Cimel, se ha corroborado el valor de error en espesor óptico menor de 0.02 que da la bibliografía.
- Se ha analizado con detenimiento el método de calibración de Langley, realizando simulaciones para cuantificar los errores provocados por este método, debidos tanto a las variaciones en la magnitud del espesor óptico como debidos al tipo de aerosol, es decir, a la pendiente del espesor óptico. Se han realizado calibraciones de Langley que han corroborado los errores anteriormente citados en el Li-Cor 1800, mientras que se han utilizado conjuntamente con intercalibraciones entre el Li-Cor y el Cimel para encontrar las posibles variaciones derivadas de emplear un tipo de calibración u otra en las medidas, comprobando que los errores pueden ser mayores que los propios de cada aparato. También se concluye que el método de calibración de Langley es el ideal, pero que llevarlo a cabo supone un trabajo mayor que el utilizar las calibraciones con una lámpara de referencia, tanto en esfuerzos logísticos como duraciones temporales, por lo que se ha empleado el método de lámpara de calibrado con el Li-Cor 1800. Las calibraciones del fotómetro Cimel se han realizado por parte de la NASA por medio de intercomparaciones con instrumentos de referencia, calibrados mediante representaciones de Langleys en Mauna Loa (Hawai).
- Se han estudiado las diferentes calibraciones realizadas durante los periodos de medidas, comprobando que no ha habido derivas significativas en el Li-Cor 1800, estando todas las variaciones entre calibraciones consecutivas acotadas por debajo de los errores del instrumento. Por parte del Cimel, en este trabajo se han empleado las medidas del Cimel #48, y no se ha encontrado variación ni deriva significativa en el mismo, estando dentro de los valores ya establecidos.
- Se describió la estación de medida de El Arenosillo, situada a nivel del mar pero con unas condiciones excelentes para este tipo de estudios, que la han conferido el número 213 en la red mundial de seguimiento de ozono. Se han descrito los periodos de medidas utilizados: de 1996 a 1997, medidas sistemáticas con el Li-Cor 1800. Una vez acoplado un sistema de seguimiento automático del sol, se realizaron durante los años 1998 y 1999 medidas más interrumpidas, debido a la fase de pruebas de dicho sistema de seguimiento por un lado, y al acondicionamiento de las instalaciones de la estación de medida por otro. Durante el año 2000, se instaló el Cimel #48, sustituido posteriormente por el #114. Las medidas del primero de

ellos ya han sido confirmadas por las sendas calibraciones, y por ello fueron las que utilizamos en el trabajo.

- Se analizaron primeramente los parámetros de turbiedad, espesor óptico de aerosoles y parámetros de Angström, que se dedujeron de todas las medidas durante el periodo completo. Así, a medida que se iban comprobando las evoluciones estacionales del espesor óptico de aerosoles (más alto entre primavera y verano) se estudiaron representaciones globales del mismo en diferentes longitudes de onda, y relaciones entre estos espesores, conformando métodos de representación nuevos, con el ánimo de poner de manifiesto agrupaciones que pudiéramos ir asignando a los diferentes tipos de aerosoles presentes en la zona. Se descubrieron así las propiedades esperadas de los tipos de aerosol ártico (con los espesores ópticos más bajos y con la dependencia espectral de mayores pendientes, las más positivas en el UV y las más negativas en el IR), aerosoles continentales (con espesores ópticos altos y con pendientes positivas medias en todo el espectro), desérticos (episodios del más alto espesor óptico unidos a dependencias planas en todo el espectro), y marítimos (el resto de casos, la más variada de todas las tendencias), tanto polares (de características más cercanas al aerosol ártico) como tropicales (de características más cercanas al aerosol continental).
- Se analizó posteriormente la microfísica de los aerosoles y sus parámetros radiativos, conseguidos a partir de la teoría de Mie y de las medidas de irradiancia directa en el caso del Li-Cor 1800, y de ella y de radiancia del cielo, utilizando el algoritmo de Dubovik, en el caso del Cimel. Se estudiaron las distribuciones de tamaños encontradas, de modo que los menores radios efectivos de las mismas acontecieron en el tipo de aerosol ártico, mientras que los mayores correspondían al aerosol continental. Se estudiaron asimismo parámetros radiativos como parámetro de asimetría, albedo de scattering simple y el índice de refracción.
- Se repitió la determinación de los distintos tipos de aerosoles apoyándose en el análisis de retrotrayectorias y situaciones sinópticas que pretendían encontrar los orígenes de las masas de aire que aparecen sobre la zona. Este estudio, realizado de forma independiente con el anterior, trató de relacionar las procedencias de las masas de aire con los parámetros de aerosoles medidos simultáneamente, logrando unas conclusiones satisfactorias, totalmente equivalentes al anterior estudio: las características que presenta cada tipo de aerosol eran las observadas mediante los métodos desarrollados en el análisis realizado previamente. Esto valida plenamente el estudio puramente radiométrico.
- Se aplicaron los conocimientos adquiridos al estudio y seguimiento de algunos de los más importantes episodios de irrupción de aerosol desértico en la zona. Además, se emplearon otros instrumentos con métodos distintos de obtención de los parámetros de turbiedad. La comparación de espesor óptico en el UV es satisfactoria, consiguiendo por un lado validar los datos de espesor óptico que pueden obtenerse con los instrumentos Brewer dedicados a la medida de ozono, y por otro detectar, mediante las evoluciones temporales de estos datos, la aparición de este tipo de episodios en la zona de medida.

Asimismo, trazamos a continuación las líneas básicas que el trabajo deja abiertas para su continuación en el futuro, pretendiendo que queden como guión de futuros trabajos dentro del Grupo de Óptica Atmosférica de la Universidad de Valladolid.

- Pensamos que las caracterizaciones de la instrumentación llevadas a cabo en el presente trabajo pueden servir de base a futuros integrantes del Grupo de Óptica Atmosférica para obtener validaciones de las medidas que puedan desarrollar con los nuevos instrumentos que éste tiene previsto utilizar en breve: un espectrógrafo EPP-3000 que mide en UV y en

radiación visible, diversos radiómetros de radiación PAR (Photosynthetic Active Radiation) incorporados a una torre meteorológica de observación, etc,

- Los métodos desarrollados en el presente trabajo han de ser validados de manera continua. Si a medida que se obtienen nuevos datos se van representando según las agrupaciones que hemos ido obteniendo, hay que comprobar si los resultados corroboran las clasificaciones que iban denotando las características propias de cada tipo de aerosol. Los nuevos datos de que ya disponemos con el fotómetro Cimel o datos de otras áreas disponibles de la red AERONET, permiten ya una rápida obtención de resultados en este sentido.
- Se ha de estudiar hasta qué punto las características básicas de cada tipo de aerosol detectado en El Arenosillo pueden ser consideradas generales, es decir, que se repitan en otras áreas de estudio. Si bien están frecuentemente apoyadas en la bibliografía existente a lo largo del presente trabajo, se deberá intentar contrastarlas con futuras medidas en zonas de características distintas de “El Arenosillo”. Así, por ejemplo, sería fácil estudiar cerca de la sede del GOA, en el área Valladolid-Palencia, el aerosol continental, para comprobar las características que se han encontrado en los casos del mismo tipo de aerosol en la zona del Golfo de Cádiz, donde resultan ser los menos frecuentes.
- Se debe intentar aplicar los resultados obtenidos en otros ámbitos diferentes. En especial, en las metodologías de determinación de los mismos por diferentes sensores radiométricos en Teledetección y su aplicación a la corrección atmosférica de imágenes. Así el GOA está trabajando en el campo de la agronomía en la medida de la reflectancia de cultivos tanto a nivel de suelo como de satélite, para la caracterización, discriminación y estimación de rendimientos de cultivos. También en el desarrollo y validación de la metodología de determinación del espesor óptico y su aplicación a las correcciones atmosféricas de aerosoles mediante el sensor de color oceánico SeaWiFS, en colaboración con la Universidad *du Littoral Côte d’Opale* en Wimereux, Francia.

Finalmente no podemos dejar de mencionar una línea muy importante que hemos venido desarrollando conjuntamente con este estudio detallado de las características de los aerosoles y que se ha traslucido a través de él. Nos referimos básicamente al estudio de las características de los mismos y su influencia sobre la irradiancia solar en la región UV A y B. Los resultados de que disponemos actualmente parecen indicar una mayor dinámica del aerosol en esta región, mayor rango de los valores del espesor óptico, así como del parámetro α , lo que genera sobre todo una variación de la evolución diaria más acusada.