

**PROPIEDADES DE DISPERSIÓN DE LUZ
POR PARTÍCULAS IRREGULARES:
UNA APLICACIÓN AL ESTUDIO DE LAS
PARTÍCULAS COMETARIAS**

Autora: Rosario Isabel Vilaplana Cerdá

Directores: Dr. Fernando Moreno Danvila

Dr. Antonio Molina Cuevas

Tutor: Dr. Miguel Ángel Satorre Aznar



**UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA**

Grupo de Caracterización de Hielos de Interés Astrofísico

Departamento de Física Aplicada

Escuela Politécnica Superior de Alcoy

Universidad Politécnica de Valencia

España

2004

ÍNDICE

	<u>Página</u>
AGRADECIMIENTOS	0
RESUMEN	1
LISTA DE TABLAS	4
LISTA DE FIGURAS	5
TABLA DE CONTENIDOS	11
BIBLIOGRAFÍA	154

AGRADECIMIENTOS

Quisiera agradecer a mis padres y a todas aquellas personas que durante el periodo de la tesis han estado vinculados a mí de una manera más cercana, por sus sabios consejos y el soporte que me han proporcionado.

También quiero agradecer a mis directores de tesis Fernando Moreno Danvila y Antonio Molina Cuevas la formación que me han transmitido y todo aquello que he podido aprender de sus actitudes sobre como superar las dificultades cuando se sigue el camino de la investigación.

Agradezco al Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA) la oportunidad que me ha brindado al poder realizar la tesis en dicho centro. Y a los compañeros que en este Instituto he conocido: “gracias por los tés y cafés compartidos”, que indudablemente han hecho que las estancias fuesen mucho más llevaderas.

Por supuesto, agradezco a mis compañeros del Departamento de Física de la Escuela Politécnica Superior de Alcoy el soporte proporcionado, que ha hecho posible una organización mucho más flexible de los periodos de docencia y, que sin ellos esta tesis no habría sido posible.

Finalmente, quisiera nombrar al programa de Incentivos a la Investigación de la Universidad Politécnica de Valencia que me ha proporcionado algún soporte económico adicional que ha permitido que las estancias en Granada, lugar donde se encuentra ubicado IAA, hayan sido un poco más llevaderas.

RESUMEN

Esta tesis está enfocada a la obtención de las propiedades de scattering de una distribución de partículas no esféricas y a su aplicación a las observaciones astronómicas, en longitudes de onda del dominio visible, del polvo cometario, principalmente, y, de una manera más cualitativa, a las medidas de laboratorio de la matriz de scattering por una distribución de partículas minerales de análogos cometarios. En ella se hace un estudio sistemático de partículas tanto regulares como irregulares y de las propiedades de scattering de conjunto que exhiben al considerar una distribución de tamaños y de formas. Se han considerado dos composiciones para las partículas, una de hielo sucio y silicato con inclusiones de carbono, y otra de carbono y silicato.

Existe un cierto consenso dentro de la comunidad astrofísica para establecer que el grano cometario tiene una estructura porosa, formando agregados de un cierto número de monómeros. Sin embargo, los experimentos de laboratorio han mostrado que las partículas minerales compactas con composición análoga a la de las partículas cometarias exhiben propiedades similares, por lo que la irregularidad y compacidad han sido dos de los parámetros fundamentales en el estudio.

Los resultados han permitido llegar a determinadas conclusiones relacionadas con la taxonomía cometaria, la interpretación de algunos de los elementos de la matriz de scattering y las tendencias que ocurren al modificar alguno de los parámetros que intervienen en el proceso de scattering. Ha sido posible reproducir las medidas de dispersión tanto con partículas compactas como porosas, por lo que no es posible favorecer ninguna de esas dos situaciones.

RESUM

Aquesta tesi està enfocada a l'obtenció de les propietats de scattering d'una distribució de partícules no esfèriques i a la seua aplicació a les observacions astronòmiques, en longituds d'ona del domini visible, de la pols dels cometes, principalment, i, d'una manera més qualitativa, a les mesures de laboratori de la matriu de scattering per una distribució de partícules minerals d'anàlegs cometaris. En aquesta es fa un estudi sistemàtic de partícules tant regulars com irregulars i de les propietats de scattering de conjunt que exhibeixen quan es considera una distribució de grandàries i de formes. S'han considerat dos composicions per a les partícules, una de gel brut i silicat amb inclusions de carboni, i una altra de carboni i silicat.

Hi ha un cert consens dins de la comunitat astrofísica per a establir que el gra cometari té una estructura porosa, formant agregats d'un cert nombre de monòmers. No obstant això, els experiments de laboratori han mostrat que les partícules minerals compactes amb composició anàloga a la de les partícules cometàries exhibeixen propietats semblants, per la qual cosa la irregularitat i compacitat han sigut dos dels paràmetres fonamentals en l'estudi.

Els resultats han permés arribar a determinades conclusions relacionades amb la taxonomia cometària, la interpretació d'alguns dels elements de la matriu de scattering i les tendències que ocorren quan es modifica algun dels paràmetres que intervenen en el procés de scattering. Ha sigut possible reproduir les mesures de dispersió tant amb partícules compactes com poroses, per la qual cosa no és possible afavorir cap d'eixes dues situacions.

ABSTRACT

The objective of this thesis is to obtain the scattering properties of a distribution of non-spherical particles, the main goal being the application to astronomical observations of cometary dust at visible wavelengths. This work also presents a qualitative explanation of the laboratory scattering measurements of mineral particles of composition analogous to cometary dust. A systematic study of the scattering properties of a size distribution of particles for both regular and irregular shapes has been conducted, in order to explain the scattering properties of a size and shape distribution. Two different particle compositions have been considered, namely a mixture of dirty ice and silicate with carbon inclusions and a mixture of silicate and carbon.

There is a certain consensus in the astrophysics community, to establish that the cometary grain has a porous structure, forming aggregates of a certain number of monomers. However, laboratory experiments have shown that the compact mineral particles with analogous composition to cometary dust exhibit similar properties. For this reason, we have selected these physical parameters, the irregularity and the degree of porosity, as essential in this study.

The results have allowed us to reach certain conclusions related to cometary taxonomy, the interpretation of some elements of the scattering matrix and the tendencies that these elements show after modifying the input physical parameters. It has been possible to reproduce the scattering measurements by using both compact and porous particles, so that none of those particles internal structures should be favoured.

LISTA DE TABLAS

<u>Tabla</u>	<u>Página</u>
2.1 Algunas técnicas de computación de dispersión de luz por partículas según el parámetro de tamaño y la esfericidad o no de la partícula.....	21
3.1 Valores típicos de los parámetros de la curva de polarización en cometas para dos longitudes de onda y para cometas con valores altos y bajos de polarización.....	55
3.2 Valores de los parámetros de la abundancia de grano, el exceso de temperatura del color, la emisión de silicatos y el valor de P_{max} para algunos cometas.....	56
4.1 Parámetros de tamaños y radio equivalente que cubren los códigos de computación Discrete Dipole Approximation (DDA), Finite Difference Time Domain (FDTD) y Ray Tracing (RT).....	77
5.1 Valores de la longitud L y el radio r de la circunferencia que une los vértices de la base del prisma obtenidos a partir del valor del r_{eq} del prisma rectangular de proporciones entre sus ejes principales de 5:1:1.....	90

LISTA DE FIGURAS

<u>Figura</u>	<u>Página</u>
2.1 Dispersión de luz por una partícula irregular.....	18
2.2 Patrón de intensidad de la luz dispersada por partículas esféricas de distintos tamaños con relación a la longitud de onda de la radiación incidente: menores (izquierda), del mismo orden (centro) y mayor (derecha).	21
2.3 Grado de polarización de la luz dispersada por una partícula pequeña en relación a la longitud de onda de la radiación incidente.....	22
2.4 Dispersión de luz por un conjunto de partículas irregulares.....	23
2.5 Dispersión del rayo incidente por dos partícula irregulares.....	23
2.6 Representación de la luz en forma de onda electromagnética.....	25
2.7 Onda electromagnética (a) y el efecto sobre la onda que produce un filtro polarizador lineal (b).....	25
2.8 Esquema de un suceso de dispersión por un conjunto de partículas irregulares.....	27
2.9 Esquema de un suceso de dispersión de luz por un medio macroscópicamente isótropo y simétrico.....	29
2.10 Luz dispersada por el grano cometario observada desde la Tierra en función del ángulo de scattering...	31
3.1 Cola iónica y de polvo del cometa Hale-Bopp.....	33
3.2 Tipos de órbitas descritas por los cometas en función de la excentricidad de sus órbitas.....	33
3.3 Nube esférica de Oort y el cinturón de Kuiper sobre el plano de la eclíptica.....	35
3.4 Imágenes de los núcleos de los cometas Halley (izquierda) y Borrelly (derecha).....	36
3.5 Imagen del núcleo del cometa Wild 2.....	36
3.6 Modelos de núcleos de cometas. (a) Modelo icy conglomerate. (b) Modelo rubble pile. (c) Modelo icy-glue. (d) Modelo fractal.....	37
3.7 Imagen del cometa C/1999 S4 LINEAR tomada por el telescopio espacial Hubble el día 5 de Agosto de 2000.....	38
3.8 Una representación del núcleo de un cometa.....	39
3.9 La estructura y composición del grano interestelar, el grano precometario y el grano cometario.....	40
3.10 Tipos de mantos esperados en las nubes moleculares densas. En las regiones donde el H/H_2 es mucho mayor que la unidad (arriba izquierda), las reacciones de la superficie se reducen, en favor de la producción de compuestos inorgánicos ricos en O, C y N. Por el contrario, las formas oxigenadas de estas especies son favorecidas en regiones donde el cociente H/H_2 es mucho menor que la unidad (arriba derecha). La irradiación y el procesado térmico de los mantos de hielo crean especies considerablemente más complejas y, finalmente, residuos no volátiles.....	41
3.11 Fuentes de información para el estudio del grano cometario.....	44
3.12 Distribución de Energía Espectral Infrarroja del cometa Hale-Bopp a una distancia heliocéntrica de 1.21 U.A.	45
3.13 Medidas del grado de polarización lineal en función del ángulo de fase para algunos cometas.....	47
3.14 La imagen de una partícula recogida en la estratosfera de la Tierra.....	48
3.15 Todos los elementos de matriz de dispersión para una muestra de olivino S a 632.8 nm.....	49
3.16 Muestra de olivino S utilizado en las medidas.....	50
3.17 Medidas cometarias del grado de polarización lineal en longitudes de onda de 515 y 670 nm.....	51

3.18	La función de fase en función del ángulo de scattering para el cometa P/Stephan-Oterna. Los círculos representan observaciones hechas antes del perihelio, las cruces son medidas después del perihelio. La línea continua representa un ajuste entre los puntos.....	52
3.19	Polarización lineal en función del ángulo de fase para cometas con un continuo alto: 1- Curva para la resonancia fluorescente; 2- ajuste para varios cometas; 3- ajuste para el cometa C/1995 O1(Hale-Bopp).....	53
3.20	Polarización lineal en función del ángulo de fase para cometas con un continuo bajo. Los números tienen el mismo significado que en la figura anterior.....	53
3.21	Ajuste teórico de la curva de polarización lineal para dos cometas.....	54
3.22	Espectro de emisión calculado para granos de silicato pequeños a $T = 330$ K basados en los índices de refracción del olivino desordenado.	57
3.23	El exceso de silicatos (derecha) y el supercalentamiento (izquierda) en función de la distancia heliocéntrica para el cometa Hale-Bopp (●) y otros 11 cometas (□).	58
3.24	Correlación entre el exceso de silicatos y el supercalentamiento para el cometa Hale-Bopp (●) y otros 11 cometas (□). La relación lineal (línea continua) viene representada por $y=0.0191 x - 0.0146$ con un coeficiente de correlación de 0.87.	58
3.25	Albedo bolométrico en función del ángulo de scattering para Hale-Bopp (●) y otros 11 cometas brillantes (□).	59
4.1	Comparación entre la rama negativa de polarización (línea continua, subíndice R) y el pico de polarización negativa (línea discontinua, subíndice C).....	63
4.2	Curva de la función de fase del cometa 1P/Halley (a) y la curva de rama negativa de polarización para los cometas (b) 1P/Halley y P/Ashbrook-Jackson.....	64
4.3	Curva de brillo(a), la rama de polarización negativa y el efecto de oposición de polarización (b) para el satélite Europa.....	64
4.4	Todos los elementos de matriz de dispersión para una muestra de partículas del meteorito Allende 632.8 nm.	65
4.5	Muestra de partículas obtenida a partir del meteorito Allende.	65
4.6	Curvas de intensidad normalizadas (a) y grado de polarización lineal (b) para muestras de aluminio (o) y carburo de boro (●) para partículas de un tamaño promedio de 3 μm (izquierda) y 30 μm (derecha).....	66
4.7	Forma de la distribución de tamaños y sus características obtenida de las medidas in situ en el cometa Halley.	75
4.8	Distribución de formas seleccionada inicialmente para reproducir la el grano cometario.....	76
4.9	Técnicas de computación utilizadas al aplicar el modelo al grano cometario.....	77
4.10	Distribución de prismas rectangulares con diferentes proporciones entre sus ejes principales y orientados aleatoriamente en el espacio.	78
4.11	Esquema del cálculo de la dispersión de luz de una partícula orientada al azar y sus resultados.....	80
4.12	Cálculo de las propiedades de dispersión para una distribución de tamaños y formas en el caso del grano cometario.....	80
5.1	Aproximación de un prisma hexagonal por una red finita de dipolos.	83
5.2	Diagrama de Ray-Tracing de dispersión para una partícula.	86
5.3	Cálculo de los parámetros L y r necesarios para realizar los cálculos con el método RT, obtenidos a partir del radio equivalente del prisma rectangular de proporciones entre sus tres ejes principales de 5:5:1.	89
5.4	Elementos de la matriz de dispersión F_{11} , F_{12} , F_{34} , F_{22} , F_{33} y F_{44} normalizados al elemento F_{11} y promediados en orientaciones: 200 orientaciones (azul oscuro), 2.000 (rojo), 20.000 (verde) y 56.000 (cian).	91
5.5	Elementos de la matriz de dispersión F_{13} , F_{14} , F_{23} , F_{24} , F_{31} y F_{32} normalizados al elemento F_{11} y promediados en orientaciones: 200 orientaciones (azul oscuro), 2.000 (rojo), 20.000 (verde) y 56.000 (cian).	91

5.6	Elementos de la matriz de dispersión F_{41} , F_{42} , F_{21} y F_{43} normalizados al elemento F_{11} y promediados en orientaciones: 200 orientaciones (azul oscuro), 2.000 (rojo), 20.000 (verde) y 56.000 (cian).....	92
5.7	Elementos de la matriz de dispersión F_{11} , F_{12} , F_{23} , F_{24} , F_{33} y F_{44} normalizados al elemento F_{11} promediados con 2000 orientaciones y para distintos radios equivalente de la partícula: 0.9 μm (cian), 0.8 μm (verde), 0.7 μm (azul) y 0.6 μm (rojo).	93
5.8	Elementos de la matriz de dispersión F_{13} , F_{14} , F_{23} , F_{24} , F_{31} y F_{32} normalizados al elemento F_{11} promediados con 2000 orientaciones y para distintos radios equivalente de la partícula: 0.9 μm (cian), 0.8 μm (verde), 0.7 μm (azul) y 0.6 μm (rojo).	93
5.9	Elementos de la matriz de dispersión F_{41} , F_{42} , F_{21} y F_{43} normalizados al elemento F_{11} promediados con 2000 orientaciones y para distintos radios equivalente de la partícula: 0.9 μm (cian), 0.8 μm (verde), 0.7 μm (azul) y 0.6 μm (rojo).....	94
5.10	Curva de polarización lineal obtenida utilizando la técnica del T-matrix al promediar en tamaños desde 0.1 hasta 1.0 μm según una ley de potencias de exponente negativo de valor -3 y considerando los siguientes números de muestras: 15 (rojo), 20 (verde), 30 (cian) y 70 (marrón).....	95
6.1	Curvas de polarización lineal para prismas rectangulares heterogéneos con proporciones entre sus tres ejes principales de 5:5:1, y para algunos radios equivalentes variando entre 0.1 y 1.0 μm	97
6.2	Curva de fase en función del ángulo de scattering promediada en tamaños para los nueve prismas considerados, y para una distribución de tamaños en forma de ley de potencias de índice $\alpha = 1.8$	98
6.3	Curva de polarización lineal en función del ángulo de scattering promediada en tamaños para los nueve prismas considerados, y para una distribución de tamaños en forma de ley de potencias de índice $\alpha = 1.8$	98
6.4	Curvas de promedios de tamaños de la polarización lineal para tres prismas rectangulares teniendo unas relaciones entre sus tres ejes principales de 5:5:1, 5:1:1 y 1:1:1 y para una distribución de tamaños en ley de potencias con índices de $\alpha = 0.5$, $\alpha = 1.8$ y $\alpha = 2.5$	99
6.5	Curvas de fase para siete tamaños del prisma rectangular de proporciones axiales 5:5:1 y con radios equivalentes variando entre 10 y 100 μm	100
6.6	Curvas de polarización lineal para siete tamaños del prisma rectangular de proporciones axiales 5:5:1 y con radios equivalentes variando entre 10 y 100 μm	100
6.7	Curvas de polarización lineal para siete prismas rectangulares heterogéneos con relaciones entre sus tres ejes principales de 5:5:1 y radios equivalentes que varían desde 0.1 μm a 10 μm	101
6.8	Función de fase promediada en tamaños y formas para una distribución de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es $\alpha_2 = 3.8$ y el índice para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm varía entre $\alpha_1 = 0.5$ y $\alpha_1 = 2.3$	102
6.9	Curvas de polarización lineal promediada en tamaños y formas para una distribución en forma de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es $\alpha_2 = 3.8$ y el índice para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm varía entre $\alpha_1 = 0.5$ y $\alpha_1 = 2.3$...	103
6.10	Propiedades de dispersión promediadas en tamaños para distintos prismas (Mezcla 2) en función del ángulo de scattering para una distribución de tamaños en forma de ley de potencias de índice $\alpha = 1.8$	105
6.11	Curvas de promedios de tamaños de la polarización lineal para tres prismas rectangulares (Mezcla 2) con unas relaciones entre sus tres ejes principales de 5:5:1, 5:1:1 y 1:1:1 para una distribución de tamaños en ley de potencias con índices de $\alpha = 0.5$, $\alpha = 1.8$ y $\alpha = 2.5$	106
6.12	Propiedades de dispersión simple promediada en tamaños y formas para una distribución constante para la forma y una distribución de tamaños en forma de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es $\alpha_2=3.8$ y el índice para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm varía entre $\alpha_1=0.5$ y $\alpha_1=2.3$	107
6.13	Curvas de polarización lineal promediadas para una distribución de formas constante y para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es $\alpha_2 = 3.8$ y el índice para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm varía entre $\alpha_1 = 0.5$ y $\alpha_1 = 2.3$	107
6.14	Curvas de polarización lineal promediada para una distribución de formas no constante en la que predominan las formas alargadas y para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es $\alpha_2 = 3.8$ y el índice para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm varía entre $\alpha_1 = 0.5$ y $\alpha_1 = 2.3$	109

6.15 Curvas de polarización lineal promediada en tamaños con índices de valores $\alpha_2 = 3.8$ y $\alpha_1 = 1.8$ para los prismas rectangulares 5:1:1, 5:2:1, 5:3:1, 5:4:1 y 5:5:1 de la Mezcla 1.....	110
6.16 Curvas de polarización lineal promediadas en tamaños con índices de valores $\alpha_2 = 3.8$ y α_1 tomando valores de 2.5, 1.8 y 1 para el prisma rectangular 5:1:1 de la Mezcla 1 (línea continua) y de la Mezcla 2 (línea discontinua).....	110
6.17 Propiedades de dispersión simple promediada en tamaños para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es de $\alpha_2 = 3.8$ y para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm de $\alpha_1 = 1.8$ para los prismas de proporciones entre sus ejes principales de 5:1:1, 5:2:2, 5:3:3, 5:4:4 y 1:1:1.....	112
6.18 Propiedades de dispersión simple promediada en tamaños para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es de $\alpha_2 = 3.8$ y para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm de $\alpha_1 = 1.8$ para los prismas de proporciones entre sus ejes principales de 1:1:1, 5:5:4, 5:5:3, 5:5:2 y 5:5:1.....	113
6.19 Propiedades de dispersión simple promediada en tamaños para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es de $\alpha_2 = 3.8$ y para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm de $\alpha_1 = 1.8$ para los prismas de proporciones entre sus ejes principales de 5:5:1, 5:4:1, 5:3:1, 5:2:1 y 5:1:1.....	114
6.20 El elemento F_{34}/F_{11} de los prismas rectangulares usados.....	115
6.21 Partícula con forma de tetraedro regular.....	115
6.22 Propiedades de dispersión simple promediada para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia de índice $\alpha = 1.8$ con radios equivalentes variando desde 0.1 hasta 1.0 μm para partículas con forma de tetraedro regular y algunas medidas de polarización en cometas.....	116
6.23 Propiedades de dispersión simple promediada para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia de índice $\alpha = 1.8$ para partículas con forma de cubo (línea verde), de prisma rectangular (línea roja), tetraédrica (línea azul) y algunas medidas de polarización en cometas.....	116
6.24 Representación conjunta de los cálculos de las propiedades de dispersión de la Figura 6.23 y los resultados de las medidas de dispersión simple en el laboratorio Figura 3.15.....	118
6.25 Muestra de cenizas.....	119
6.26 Todos los elementos de matriz de dispersión para una muestra cenizas a 632.8 nm.....	120
6.27 Propiedades de dispersión simple promediada para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia de índice $\alpha = 1.8$ con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm para partículas esféricas (línea roja) y para el cubo (línea verde).....	120
6.28 Partícula con forma de prisma triangular.....	121
6.29 Propiedades de dispersión simple promediada para una distribución de tamaños en forma de ley de potencias de índice $\alpha=1.8$ para cuatro prismas triangulares, dos alargados (línea roja y cian), otro plano (línea azul) y un cuarto con proporciones axiales parecidas (línea verde).....	122
6.30 Polarización lineal promediada para una distribución de tamaños en forma de ley de potencias de índice $\alpha=1.8$ para cuatro prismas triangulares, dos de ellos alargados (línea roja y cian), otro plano (línea azul) y un cuarto con proporciones axiales similares (línea verde).....	122
6.31 Partícula irregular constituida por 13 cubos insertados.....	123
6.32 Propiedades de dispersión promediadas en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual a -1.8 para una partícula irregular (13 cubos insertados) para la Mezcla 1 (color azul) y la Mezcla 2 (color marrón).....	124
6.33 Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual a -1.8, para una partícula irregular (13 cubos insertados) para la Mezcla 1 (color azul) y la Mezcla 2 (color marrón) y algunas medidas de polarización en cometas.....	124
6.34 Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual a -1.8 y en formas para distribución constante de prismas rectangulares para la Mezcla 1 (color azul) y la Mezcla 2 (color marrón) y algunas medidas de polarización en cometas.....	125
6.35 Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual a -1.8 para partículas con forma irregular (13 cubo insertados) variando el porcentaje de silicato con inclusiones de carbono en el caso de la Mezcla 1.....	126

6.36	Las proyecciones en los planos XY, XZ y YZ de la partícula irregular compacta (BLOCKS).....	127
6.37	Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencias de exponente negativo igual a -1.8 considerando la Mezcla 2, para dos partículas irregulares compactas obtenidas con las opciones DW1996 (línea naranja) y BLOCKS (línea verde) y algunas medidas de polarización en cometas.....	127
6.38	Propiedades de dispersión promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual a -1.8 considerando la Mezcla 2, para dos partículas irregulares obtenidas con las opciones DW1996 (línea naranja) y BLOCKS (línea verde oscura) y los prismas rectangulares (1:1:1), (5:1:1) y (5:5:1) (líneas punteadas verde clara, roja y azul respectivamente).....	128
6.39	Propiedades de dispersión promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencias de exponente negativo igual a -1.8 considerando la Mezcla 2, para dos partículas irregulares obtenidas con las opciones DW1996 (línea naranja) y BLOCKS (línea verde) y el cubo cambiando el índice de potencias de la distribución de tamaños con valores desde $\alpha = 1.8$ hasta $\alpha = 3.5$	128
6.40	Propiedades de dispersión promediadas en tamaños según una ley de potencias de exponente negativo de valor del índice $\alpha_1 = 1.8$ para el prisma rectangular (1:1:1) a las longitudes de onda de 0.60 μm (línea continua) y 0.45 μm (línea discontinua).....	130
6.41	Propiedades de dispersión promediadas en tamaños según una ley de potencias de exponente negativo de valor del índice $\alpha_1 = 1.8$ para el prisma rectangular (5:1:1) a las longitudes de onda de 0.60 μm (línea continua) y 0.45 μm (línea discontinua).....	130
6.42	Propiedades de dispersión promediadas en tamaños según una ley de potencias de exponente negativo de valor del índice $\alpha_1 = 1.8$ y para el prisma rectangular (5:1:1) a las longitudes de onda de 0.60 μm (línea continua) y 0.45 μm (línea discontinua).....	131
6.43	Polarización lineal promediada en tamaños según una ley de potencias de exponente negativo de valores de los índices $\alpha = 2.1$ y $\alpha = 2.8$ para los prismas rectangulares 5:5:1, 5:1:1 y 1:1:1 a las longitudes de onda de 0.60 μm (línea continua) y 0.45 μm (línea discontinua).....	132
6.44	Curvas de las propiedades de dispersión para una partícula irregular (13 cubos insertados) para la Mezcla 2 y radios equivalentes variando entre 0.1 y 1.8 μm a la longitud de onda de 0.45 μm	133
6.45	Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencia de exponente negativo con valores de los índices de 2.4, 2.2 y 1.8 y para una partícula irregular (DW1996) para las longitudes de onda de 0.6 μm (línea roja) y 0.45 μm (línea azul).....	134
6.46	Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencia de exponente negativo con valores de los índices 2.4, 2.2 y 1.8 y para una partícula irregular (BLOCKS) para las longitudes de onda de 0.60 μm (línea roja) y 0.45 μm (línea azul).....	135
6.47	Elementos de la matriz de scattering correspondientes a una partícula porosa (DW1996) de radio equivalente igual a 0.6 μm para la longitud de onda incidente de 0.6 μm de composición heterogénea (línea roja) y homogénea (línea negra) de la Mezcla 2.....	136
6.48	Elementos de la matriz de scattering correspondientes a una partícula (DW1996) de radio equivalente igual a 0.6 μm para la longitud de onda incidente de 0.6 μm de composición heterogénea (línea roja) y homogénea (línea negra) de la Mezcla 2, siendo la partícula compacta (parte superior) y con la superficie rugosa (parte inferior).....	137
6.49	Curvas de las propiedades de dispersión para una partícula irregular (13 cubos insertados) para la Mezcla 2 y radios equivalentes variando entre 0.1 y 3.5 μm	138
6.50	Curva de las propiedades de dispersión para partículas irregulares (DW1996) porosas promediadas en tamaños con tamaños variando: a) (0.1-1.0) μm (línea negra), b) (0.1-2.3) μm (línea naranja) y c) (0.1-3.5) μm (línea verde) para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual -1.8 y considerando la Mezcla 2.....	139
6.51	Curva de polarización lineal para partículas irregulares (DW1996) promediadas en tamaños con tamaños variando: a) (0.1-1.0) μm (línea negra), b) (0.1-2.3) μm (línea naranja) y c) (0.1-3.5) μm (línea verde) para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual -1.8 y considerando la Mezcla 2 y algunas medidas de polarización en cometas.....	140
6.52	Comparación entre las propiedades de dispersión simple de las medidas de laboratorio para el olivino a la longitud de onda 441.6 nm (arriba) y los cálculos para una distribución de tamaños de valor del índice de potencias igual a 1.8 de partículas irregulares (DW1996) porosas (medio) y compactas (abajo), considerando distintos rangos de tamaños a la longitud de onda de 450 nm.....	141

6.53	Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm (línea continua) y desde 0.1-3.5 μm (línea punteada) para una distribución en ley de potencias de exponente negativo con valores del índice igual a -1.8 a las longitudes de onda de 0.60 μm (línea roja) y 0.45 μm (línea azul) para partículas irregulares porosas (DW1996).....	143
6.54	Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencias de exponente negativo con valores del índice igual a -1.8 a las longitudes de onda de 0.60 μm (línea roja) y 0.45 μm (línea azul)) para partículas irregulares porosas (BLOCKS).....	143
6.55	Las proyecciones en los planos X-Y, X-Z y Y-Z de la partícula irregular compacta (BLOCKS2).....	144
6.56	Propiedades de dispersión para partículas irregulares (BLOCKS2) porosas de olivino promediadas en tamaños: a) (0.1-1.0) μm (línea negra), b) (0.1-1.5) μm (línea naranja) y c) (0.1-2.0) μm (línea verde) para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual a -1.8.....	145
6.57	Curvas de polarización lineal para partículas irregulares (BLOCKS2) de olivino promediadas en tamaños: a) (0.1-1.0) μm (línea negra), b) (0.1-1.5) μm (línea naranja) y c) (0.1-2.0) μm (línea verde) para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual -1.8 y considerando algunas medidas de polarización en cometas.....	145

TABLA DE CONTENIDOS

	<u>Página</u>
1 INTRODUCCIÓN	14
2 CONCEPTOS FUNDAMENTALES DE LA DISPERSIÓN DE LA LUZ POR PARTÍCULAS IRREGULARES	18
2.1 Dispersión de la luz por una partícula irregular.....	18
2.2 Dispersión de la luz por un conjunto de partículas irregulares.....	22
2.3 Conceptos fundamentales de la dispersión de luz por partículas irregulares.....	24
2.3.1 Grado de polarización lineal de la luz.....	26
2.3.2 Vector de Stokes.....	26
2.3.3 Matriz de dispersión.....	27
2.3.4 Interpretación de alguno de los otros elementos de la matriz de dispersión.....	29
2.4 Dispersión de la luz por el grano cometario.....	30
3 LOS COMETAS Y EL GRANO COMETARIO	32
3.1 Generalidades.....	32
3.1.1 Núcleo de los cometas.....	35
3.1.1.1 Modelos del núcleo cometario.....	37
3.1.2 Cometesimals.....	38
3.1.3 Grano cometario.....	39
3.1.4 Del polvo interestelar al núcleo de los cometas.....	42
3.1.5 Del núcleo de los cometas al polvo interestelar.....	43
3.2 Fuentes de datos cometarios.....	44
3.2.1 Medidas remotas.....	45
3.2.1.1 Espectros de emisión infrarrojos.....	45
3.2.1.2 Curvas de polarización lineal.....	46
3.2.2 Otras fuentes.....	47
3.2.2.1 Medidas in situ.....	47
3.2.2.2 Partículas de polvo interplanetario.....	48
3.2.2.3 Medidas en laboratorios de dispersión de análogos cometarios.....	49
3.2.3 Relevancia de las fuentes cometarias en el estudio del grano cometario.....	50
3.3 Medidas de dispersión de la luz por cometas.....	51
3.3.1 Posible taxonomía cometaria.....	52
3.3.2 Parámetros de la curva de polarización lineal y valores típicos en los cometas.....	54
3.4 Correlación de las medidas de la dispersión con otros parámetros de los cometas.....	56
3.4.1 La composición y el comportamiento del grano en el cometa Hale-Bopp.....	60
3.5 El hielo como constituyente del grano cometario.....	60

4	MODELO DE DISPERSIÓN DE LUZ POR PARTÍCULAS IRREGULARES	62
4.1	Medidas de dispersión por partículas irregulares	62
4.1.1	Medidas de dispersión en cuerpos del Sistema Solar	62
4.1.2	Medidas de dispersión en el laboratorio	65
4.2	Teorías e intentos para explicar la rama de polarización lineal	66
4.3	Consideraciones generales de un modelo de dispersión de luz por partículas irregulares	68
4.3.1	Cálculo de las propiedades de dispersión de una partícula irregular	69
4.3.2	Cálculo de las propiedades de dispersión de un conjunto de partículas irregulares	70
4.4	Aplicación del modelo al grano cometario	71
4.4.1	Valores iniciales de los parámetros del modelo en cometas	72
4.4.1.1	Longitud de onda de la radiación incidente	72
4.4.1.2	La forma, el tamaño y la composición química de las partículas	73
4.4.1.3	Distribución de tamaños	74
4.4.1.3	Distribución de formas	75
4.4.2	Las técnicas de computación	76
4.4.3	Aplicación del modelo según los parámetros del grano seleccionados	78
5	TÉCNICAS DE COMPUTACIÓN	82
5.1	Algunas técnicas de cálculo de dispersión de luz y sus restricciones de uso	82
5.1.1	Descripción del método DDA	83
5.1.2	Descripción del método RT	86
5.2	Técnicas de computación utilizadas	87
5.2.1	Aplicación del DDA para tamaño de grano comprendido entre 0.1 y 1 μm	87
5.2.2	Aplicación del RT para tamaño de grano comprendido entre 10 y 100 μm	88
5.3	Test de las orientaciones	90
5.4	Test de las muestras	94
6	RESULTADOS	96
6.1	Esquema general	96
6.2	Resultados a partir de los valores iniciales del modelo	96
6.3	Resultados cambiando alguno de los parámetros del modelo	104
6.3.1	Cambio en la composición	105
6.3.2	Cambio en la distribución de formas (distribución no constante)	108
6.3.3	Cambio en la forma	111
6.3.3.1	Ampliación de prismas rectangulares	111
6.3.3.2	Partículas con forma de tetraedro regular	115
6.3.3.3	Partículas con forma de prisma triangular	121
6.3.3.4	Partículas irregulares compactas	123
6.3.4	Cambio en la longitud de onda de las partículas compactas	129
6.3.5	Cambio en la compacidad de las partículas	135
6.3.6	Cambio en la longitud de onda de las partículas con vacíos	142
6.3.7	Cambio en la componente imaginaria del índice de refracción	144
7	CONCLUSIONES	148

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

Las propiedades de dispersión, o scattering¹, de las partículas irregulares constituyen hoy día un tema con muchas aplicaciones, desde el campo de la Física Fundamental hasta la Astrofísica, pasando por las aplicaciones biomédicas y biofísicas o las aplicaciones industriales (pigmentos, pinturas, etc.). Esta memoria está enfocada a la obtención de las propiedades de scattering de una distribución de partículas y su aplicación a las observaciones astronómicas del polvo de los cometas, así como a las medidas de laboratorio de la matriz de scattering por una distribución de partículas minerales constituyentes del polvo cometario.

Es bien conocido que las partículas esféricas no representan adecuadamente las propiedades de scattering de cualquier muestra natural de partículas minerales, debido a su no esfericidad. Por tanto, la investigación hoy día debe centrarse en el estudio sistemático de partículas no esféricas, tanto regulares como irregulares, y en las propiedades de scattering de conjunto que exhiben, considerando tanto una *distribución de tamaños* como una *distribución de formas*.

La composición de las partículas que van a producir el fenómeno del scattering, o en términos de una de las magnitudes relevante en los cálculos, su índice de refracción complejo, es otra de las propiedades fundamentales a tener en cuenta en los cálculos de la matriz de scattering. Un fenómeno natural tan conocido como el arco iris, que se produce justamente como consecuencia del scattering de luz por gotas de agua de la lluvia, aproximadamente esféricas, no se produciría si el agua tuviese un índice de refracción cuya componente imaginaria fuese sensiblemente distinta de cero, o si el agua contuviese una cantidad importante de contaminantes, ya que en ese caso la función de fase, componente F_{11} de la matriz de scattering, no exhibiría la compleja estructura que presenta cuando el ángulo de scattering es de unos 135° . Esta propiedad de la composición afecta no sólo a la función de fase, sino también a los otros elementos de la matriz de scattering. Por ello, en este trabajo, se han considerado diferentes composiciones de partículas con objeto de estudiar su efecto en dicha matriz, así como el hecho de que dichas partículas puedan tener una composición heterogénea, por ejemplo, una mezcla de silicatos, hielos o carbón en diferentes proporciones.

¹ Debido a la falta de un vocablo específico en castellano para representar el término anglosajón scattering, en la mayoría de las ocasiones se usará directamente dicha palabra, traduciéndola en algunos casos por la palabra dispersión, aunque el vocablo en castellano no sea estrictamente aplicable al proceso físico que produce el esparcimiento de la radiación electromagnética como consecuencia de la presencia de una o varias partículas en el medio por el cual se propaga.

Otra propiedad física de las partículas la constituye su grado de porosidad. Como se expone en el capítulo 3 de esta memoria, existe un cierto consenso dentro de la comunidad astrofísica para establecer que los granos cometarios, que se presentan en forma de agregados, tienen una estructura porosa. Este razonamiento se basa en los propios modelos de formación del núcleo cometario y en ciertos hechos observacionales, como la variación del grado de polarización lineal de la luz dispersada por el cometa en función del ángulo de scattering. Sin embargo, los experimentos de laboratorio han mostrado que las partículas minerales compactas con composición análoga a la de las partículas cometarias exhiben propiedades similares, por lo que no hay que descartar ninguna hipótesis en lo que se refiere al grado de compacidad. En esta memoria se presenta también un análisis de las propiedades de scattering de partículas compactas y porosas, estudiando la tendencia de los elementos de la matriz de scattering en cada caso, en un intento de mostrar cual de esas configuraciones podría representar más adecuadamente la estructura del grano cometario.

El método seguido en la memoria podría sintetizarse en los siguientes pasos:

- 1) Introducir un modelo válido para el cálculo de la matriz de scattering por partículas no esféricas, dependiente del dominio de tamaños que se considere en relación a la longitud de onda incidente.
- 2) Considerar los parámetros físicos de las partículas, tales como:
 - i. La composición química, su heterogeneidad, su forma y su tamaño.
 - ii. Las distribuciones de formas y tamaños.
- 3) Obtener, a partir del modelo, las propiedades de la matriz de scattering.
- 4) Comparar los resultados obtenidos a partir del modelo con las medidas realizadas desde Tierra del polvo cometario y con las realizadas en el laboratorio de scattering de polvo de minerales.
- 5) Obtener conclusiones acerca del significado físico de los distintos elementos de la matriz de scattering a partir de los resultados.

Esta tesis está estructurada en siete capítulos. En este primer capítulo introductorio se ha tratado someramente el problema, los objetivos que se persiguen y el método a seguir. En el **capítulo 2** se hace una descripción general de los conceptos fundamentales del scattering de luz por partículas con forma arbitraria. En el **capítulo 3** se exponen algunas generalidades sobre cometas, los distintos modelos de formación del núcleo cometario, así como las fuentes de información cometaria obtenidas a partir de la bibliografía revisada, describiéndose con

detalle las características de las medidas de scattering y los parámetros asociados a estas medidas. También se muestra la correlación que existe entre alguno de los parámetros de la matriz de scattering y otras medidas cometarias. En el **capítulo 4** se define el modelo de computación y sus parámetros; también se particulariza el modelo para el caso del grano cometario. En el **capítulo 5** se describen las bases de las técnicas de computación de scattering de luz por partículas no esféricas, describiéndose con detalle aquellas que son usadas en los cálculos, así como ciertos detalles de las mismas. En el **capítulo 6** se exponen los resultados obtenidos al comparar el modelo con las observaciones del polvo cometario y con las medidas de scattering en el laboratorio. Finalmente, en el **capítulo 7**, se presentan las conclusiones y orientaciones sobre trabajos futuros.

CAPÍTULO 2

CONCEPTOS FUNDAMENTALES DE LA DISPERSIÓN DE LA LUZ POR PARTÍCULAS IRREGULARES

2.1 Dispersión de la luz por una partícula irregular

Cuando un haz de luz monocromático y paralelo se propaga en el vacío lo hace sin ningún cambio en su intensidad y en su estado de polarización. Ahora bien, si una partícula pequeña se interpone en este haz, tal y como se ve en la Figura 2.1, ocurren varios efectos.

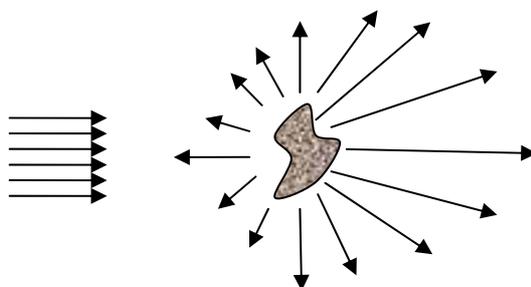
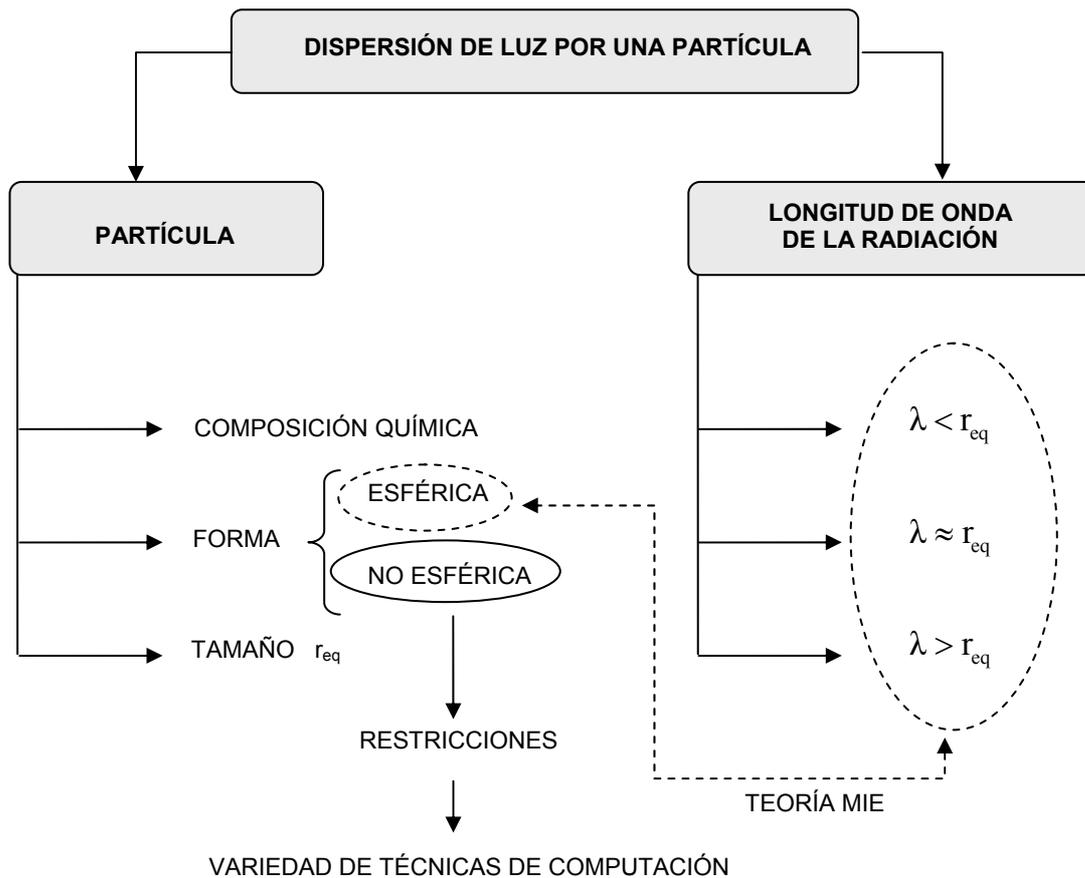


Fig 2.1 Dispersión de luz por una partícula irregular

Primero, la partícula puede convertir parte de la energía contenida en el haz en otra forma de energía (energía térmica). Este fenómeno se conoce como **absorción**. Segundo, la partícula extrae parte de la energía incidente y la desvía en todas las direcciones. Este fenómeno se conoce como **dispersión de luz (scattering)** y, en general, hace que la luz adquiera un estado de polarización distinto al que tenía. La absorción y dispersión de la luz disminuyen la energía asociada al haz incidente en una cantidad que es igual a la suma de la energía absorbida más la dispersada. Esta reducción es conocida como **extinción**. Los porcentajes de extinción para las diferentes componentes de polarización del haz incidente pueden ser distintos. Este suceso se denomina **dicroísmo** y puede producir cambios en el estado de polarización del haz inicial después de incidir sobre la partícula. Además, la partícula emite radiación en todas direcciones y a todas las frecuencias, cuya distribución dependerá de la temperatura. Este fenómeno se llama **emisión térmica** (Mishchenko, Travis & Lacis 2002).

El siguiente esquema muestra los parámetros a considerar cuando se estudia la dispersión de luz por una partícula.



La partícula tendrá una **composición química** que puede ser homogénea o heterogénea; la composición estará relacionada con los índices de refracción de los materiales que la componen. Otra propiedad fundamental de la partícula es su **forma**, que puede ser, en principio, arbitraria. Y, finalmente, un **tamaño**, que en el caso de que la partícula no sea esférica, se caracterizará por un **radio equivalente** (r_{eq}), definido como aquél que tendría una partícula esférica con el mismo volumen que la no esférica. La longitud de onda de la radiación incidente (λ) juega un papel decisivo en el patrón de scattering en función de su relación con el tamaño de la partícula. El cociente entre el radio equivalente de la partícula, multiplicado por 2π , y la longitud de onda de la luz incidente se conoce como el **parámetro de tamaño** (X). Este parámetro proporciona una idea sobre el tamaño de la partícula frente a la longitud de onda de la radiación incidente.

$$X = \frac{2\pi r_{eq}}{\lambda}$$

El parámetro de tamaño es una magnitud adimensional que juega un papel importante en el estudio de la dispersión de la luz por partículas irregulares. Si su valor es cercano a 2π la partícula y la longitud de onda de la luz incidente son del mismo orden. Se pueden presentar dos casos extremos, partículas pequeñas frente a la longitud de onda de la radiación incidente,

$X \ll 1$, y partículas muy grandes frente a la longitud de onda, $X \gg 1$. En función de ello, las técnicas de cálculo de la matriz de scattering serán diferentes como se verá a continuación.

Si la forma de la partícula es esférica, existe una teoría exacta conocida como **Teoría de Mie** que permite obtener las propiedades de dispersión independientemente de cual sea el valor del parámetro de tamaño (*Bohren & Huffman 1983, cap 4*). Ahora bien, si la partícula presenta otras geometrías, o es irregular, no existe una única teoría para el estudio de la dispersión sino una amplia variedad de técnicas y códigos de computación (*Mishchenko, Hovenier & Travis 2000*). Entre ellas destaca el código **DDA** (*Discrete Dipole Approximation*), el **FDTD** (*Finite Difference Time Domain*), el **T-matrix** (*Transition matrix*) y el **RT** (*Ray Tracing*). Estas teorías sólo son aplicables en dominios limitados de valores de parámetro de tamaño.

Si se quiere cubrir el estudio de la dispersión de luz por una partícula irregular, para un amplio dominio de valores de parámetro de tamaño, se hace necesario usar distintas técnicas de computación. Otros parámetros, como la composición de la partícula y su forma, pueden ser importantes para decidir que técnicas de computación se han de usar. Independientemente de si la partícula es de composición homogénea o heterogénea, para realizar los cálculos se tienen que conocer los índices de refracción de los materiales a la longitud de onda de la radiación incidente. La parte imaginaria del índice de refracción está asociada con la absorción del material. Si este valor es muy alto indica que el material es muy absorbente. La absorción en la mayoría de los códigos de computación supone una restricción importante.

Resumiendo, los parámetros más decisivos para elegir la técnica de computación adecuada para realizar un estudio de dispersión son:

- 1) Parámetro de tamaño.
- 2) Forma de la partícula.
- 3) Composición homogénea o heterogénea de la partícula.
- 4) Absorción del material.

Desde el punto de vista de la fenomenología física, el término de dispersión engloba distintos fenómenos físicos. La región de partículas pequeñas comparadas con la longitud de onda de la radiación incidente, $X \ll 1$, es estudiada con la teoría de la dispersión Rayleigh (**Región Rayleigh**). Si $X \approx 2\pi$, se produce una gran cantidad de resonancias complicando el resultado de la dispersión. La eficiencia de la dispersión de la luz oscila debido a la interferencia entre la porción de onda que pasa cerca de la partícula y la porción que se transmite a través de ella (**Región resonante**). Para partículas grandes, $X \gg 1$, la interacción se puede describir en términos de la óptica geométrica, en la se utilizan conceptos tales como rayo reflejado, refractado, transmitido y la reflexión de Fresnel (**Región óptica geométrica**). En esta región el término de la difracción contribuye de manera importante a la dispersión.

La Tabla 2.1 muestra algunas técnicas de computación que se pueden utilizar para llevar a cabo el cálculo de las propiedades dispersión por partículas irregulares en función de la esfericidad, o no, de la partícula y del parámetro de tamaño. Los detalles sobre estas técnicas de computación se verán en el capítulo 5.

PARÁMETRO DE TAMAÑO	ESFÉRICAS	NO ESFÉRICAS
$X \ll 1$ (Región Rayleigh)	Teoría de Mie/ Aproximación Rayleigh	Aproximación Rayleigh
$X \approx 2\pi$ (Región resonante)	Teoría de Mie	DDA, FDTD, T-matrix
$X \gg 1$ (Región óptica geométrica)	Teoría de Mie	Aproximación de la óptica geométrica (GOA) ó Ray Tracing (RT)

Tabla 2.1 Algunas técnicas de computación de dispersión de luz por partículas según el parámetro de tamaño y la esfericidad o no de la partícula

La dispersión producida por moléculas o partículas muy diminutas ($<1/10 \lambda$) se conoce como dispersión **Rayleigh**. Para partículas de tamaño mayor que una longitud de onda y esféricas, predomina la dispersión **Mie**. Esta dispersión produce un patrón de intensidad parecido al de las antenas, con un lóbulo hacia delante que es más intenso cuanto más grande es el tamaño de la partícula (véase Figura 2.2).

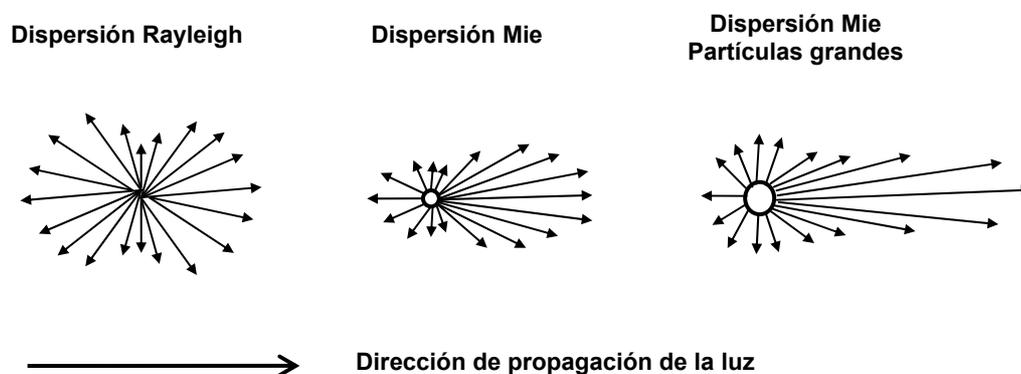


Fig 2.2 Patrón de intensidad de la luz dispersada por partículas esféricas de distintos tamaños con relación a la longitud de onda de la radiación incidente: menores (izquierda), del mismo orden (centro) y mayor (derecha)

La Figura 2.3 muestra la curva de polarización lineal en función del ángulo de scattering de la luz producida por partículas cuyo tamaño es más pequeño que la longitud de onda de la radiación incidente independientemente de su geometría.

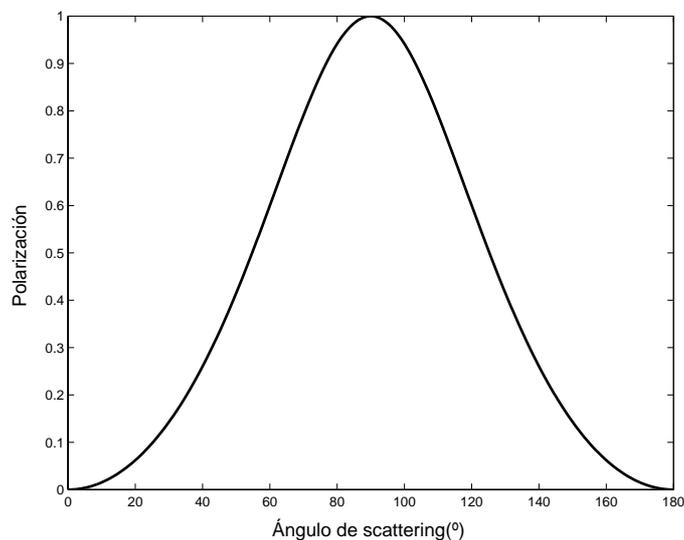


Fig 2.3 Grado de polarización de la luz dispersada por una partícula pequeña en relación a la longitud de onda de la radiación incidente

Cuando el parámetro de tamaño es mayor o igual a la unidad, la curva de polarización lineal empieza a ser fuertemente dependiente del tamaño, forma y composición de la partícula, como se verá más adelante en el capítulo 6.

2.2 Dispersión de luz por un conjunto partículas irregulares

Es frecuente tener un conjunto de partículas, y no una partícula aislada, cuando se produce la dispersión de luz. La Figura 2.4 representa un haz de luz monocromático que es dispersado por un conjunto de partículas irregulares. Normalmente, cada partícula es excitada por el campo externo y también por el campo resultante dispersado por el resto de partículas; es decir, el campo dispersado por una partícula depende del campo total al cual está expuesto.

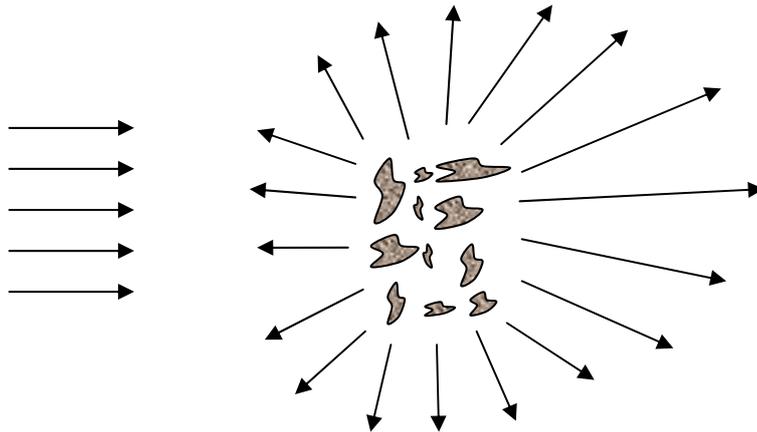


Fig 2.4 Esquema de dispersión de luz por un conjunto de partículas irregulares

El resultado de la dispersión se puede simplificar considerablemente si se asume la hipótesis de **scattering simple**: *el número de partículas por unidad de volumen es suficientemente pequeño, es decir, su separación es suficientemente grande, de forma que en los alrededores de cada partícula, el campo total dispersado por las restantes partículas es pequeño comparado con el campo externo*. Si además de esta hipótesis se asume que son muchas las partículas y que están separadas al azar, se hablará de **scattering incoherente**. Esto es, no existe una relación sistemática entre las fases de las ondas dispersadas por cada partícula; por tanto, la intensidad total dispersada por el conjunto es la suma de la intensidad dispersada por cada una de las partículas.

Es difícil establecer las condiciones generales bajo las cuales se cumple el criterio de dispersión simple. Cuando este criterio no se satisface se habla de **dispersión múltiple**. A modo de ejemplo, en la Figura 2.5, queda representado un rayo incidente que es dispersado por dos partículas. Si imaginamos que esta situación se da para todas y cada una de las partículas que constituyen el sistema dispersor, se hablará de dispersión múltiple de orden dos.

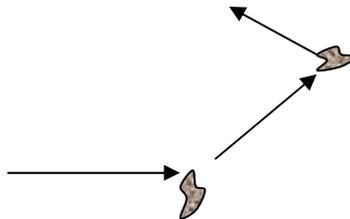
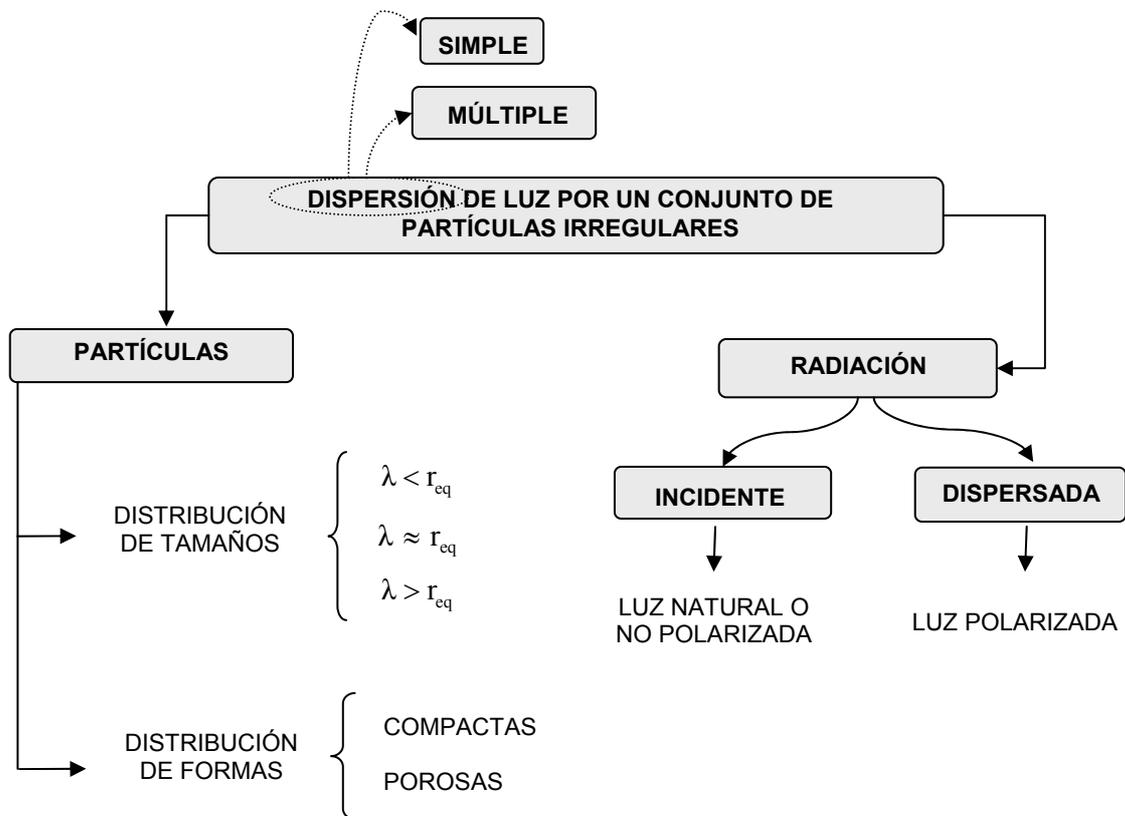


Fig 2.5 Dispersión del rayo incidente por dos partículas irregulares

El siguiente esquema muestra algunos de los parámetros a considerar cuando se estudia la dispersión de luz por un conjunto de partículas irregulares.



A partir del esquema, en lo que respecta a las partículas, estas pueden ser de distintos tamaños con un r_{eq} menor, del mismo orden o mayor que la longitud de onda de la radiación incidente. Por otro lado, las formas de las mismas también podrán ser muy variadas. Se pueden tener partículas **compactas** de formas diversas, por ejemplo alargadas, redondeadas o planas, o partículas **porosas** con vacíos en su interior.

Se ha observado que cuando la luz no polarizada incide sobre un conjunto de partículas irregulares, la luz dispersada está parcialmente polarizada. Es por ello que la luz dispersada, producto de la interacción, constituye una herramienta para el estudio del medio o del propio sistema.

2.3 Conceptos básicos de la dispersión de luz por partículas irregulares

La luz puede representarse mediante una onda electromagnética. La Figura 2.6 representa una onda electromagnética plana que se está propagando en la dirección del eje z .

Los campos eléctrico y magnético, asociados a dicha onda, oscilan perpendiculares entre si y, a su vez, perpendiculares a la dirección de propagación de la energía: $\vec{k} = \vec{i} \times \vec{j}$, (donde $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ son los vectores unitarios asociados a un sistema de ejes ortogonal).

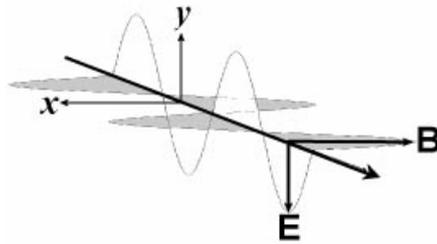


Fig 2.6 Representación de la luz en forma de onda electromagnética

El campo eléctrico, \vec{E} , en el caso más general, puede expresarse como la suma de dos componentes, $\vec{E} = E_{\parallel} \vec{i} + E_{\perp} \vec{j}$, donde E_{\parallel} y E_{\perp} son las componentes del campo eléctrico en las direcciones ortogonales \vec{i} y \vec{j} , paralelas y perpendiculares al plano de dispersión.

En condiciones normales la **luz natural** no está polarizada; el campo eléctrico oscila en el plano **xy** sin ninguna dirección preferente. Sin embargo, algunos procesos físicos son capaces de modificar el estado de polarización de la luz. Así ocurre con la luz solar cuando es dispersada por un conjunto de partículas irregulares, como las que existen en las colas de los cometas, o por partículas esféricas (el caso de las gotas de agua de la lluvia que dan lugar a los arcos iris). Como consecuencia de la interacción, la luz adquiere un grado de polarización lineal y, consecuentemente, el campo eléctrico asociado a la onda electromagnética vibra en una dirección preferente. En la Figura 2.7 se observa el efecto que produce un filtro polarizador sobre el campo eléctrico asociado a la onda electromagnética no polarizada.

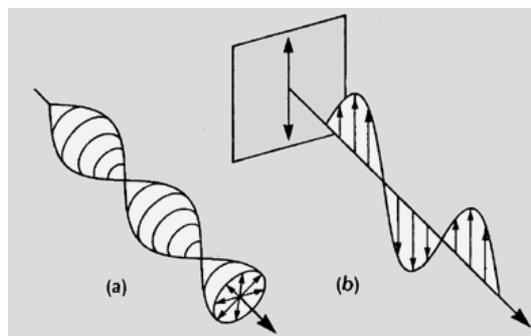


Fig 2.7 Onda electromagnética (a) y el efecto sobre la onda que produce un filtro polarizador lineal (b)

2.3.1 Grado de polarización lineal de la luz

A partir de las componentes paralela y perpendicular al plano de dispersión del vector campo eléctrico es posible definir una magnitud escalar que representa el grado de polarización lineal de la luz. Si I_{\perp} es la intensidad dispersada debida a la componente perpendicular del campo eléctrico e I_{\parallel} es la intensidad dispersada debida a la componente paralela del campo eléctrico, se define el grado de polarización lineal, P , de la luz dispersada como (Hapke 1993 cap. 14):

$$P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} \quad (\text{Ec 2.1})$$

A partir de esta expresión se ve que si la intensidad dispersada, debida a la componente del campo eléctrico perpendicular al plano de dispersión, es mayor que la intensidad paralela, la polarización es positiva; en caso contrario la polarización es negativa.

2.3.2 Vector de Stokes

Si se considera un haz de luz cuasi-monocromático a partir de las componentes perpendicular y paralela del campo eléctrico asociado a la onda electromagnética que lo describe, se definen los parámetros de Stokes de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} I &= \langle E_{\parallel} E_{\parallel}^* + E_{\perp} E_{\perp}^* \rangle \\ Q &= \langle E_{\parallel} E_{\parallel}^* - E_{\perp} E_{\perp}^* \rangle \\ U &= \langle E_{\parallel} E_{\perp}^* + E_{\perp} E_{\parallel}^* \rangle \\ V &= \langle E_{\parallel} E_{\perp}^* - E_{\perp} E_{\parallel}^* \rangle \end{aligned}$$

El asterisco denota el complejo conjugado y los corchetes angulares indican promedios temporales en un periodo mucho más largo que el periodo de la onda.

Estos cuatro parámetros colocados en forma de vector columna definen el **vector de Stokes**:

$$\begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} \rightarrow \begin{array}{l} I \sim \text{Intensidad} \\ Q \sim \} \\ U \sim \} \text{ Polarización Lineal} \\ V \sim \text{Polarización Circular} \end{array}$$

La primera componente del vector, I , es una medida de la **intensidad** del haz, la segunda y tercera componente, Q y U , son una medida de la **polarización lineal** de la luz y la cuarta componente, V , es una medida de la **polarización circular** (Bohren & Huffman 1983, pag. 44).

Dado que la luz se caracteriza completamente por su intensidad y su estado de polarización, un haz de luz quasi-monocromático queda determinado completamente por medio de su vector de Stokes. El grado de polarización de la luz en función de los elementos del vector de Stokes se obtiene a partir de la siguiente expresión:

$$P = \frac{\sqrt{(Q^2 + U^2 + V^2)}}{I} \quad (\text{Ec 2.2})$$

Si la luz esta polarizada linealmente, la Ecuación 2.2 toma la forma:

$$P = \frac{\sqrt{(Q^2 + U^2)}}{I} \quad (\text{Ec 2.3})$$

Si además la componente U del vector de Stokes es igual a cero:

$$P = -\frac{Q}{I} \quad (\text{Ec 2.4})$$

2.3.3 Matriz de dispersión

Si un haz de luz quasi-monocromático incide sobre un conjunto de partículas orientada aleatoriamente, se produce la dispersión del haz, donde I_{in} es la intensidad del rayo incidente, θ el **ángulo de scattering** formado el rayo incidente y el dispersado (en ocasiones se habla en términos del **ángulo de fase**, Φ , que se corresponde con 180° menos el ángulo de scattering), e I_{sca} la intensidad del rayo dispersado en la dirección θ (véase Figura 2.8).

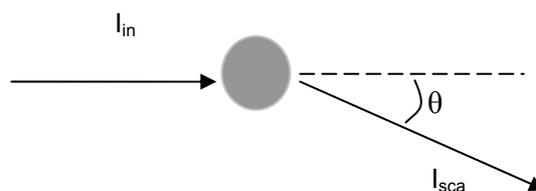


Fig 2.8 Esquema de un suceso de dispersión por un conjunto de partículas irregulares

La relación entre los vectores de Stokes asociados al haz incidente y el haz dispersado de la Figura 2.8 viene dado por la siguiente transformación lineal:

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}_{sca} = \frac{\lambda^2}{4\pi D^2} \begin{pmatrix} F_{11}(\theta) & F_{12}(\theta) & F_{13}(\theta) & F_{14}(\theta) \\ F_{21}(\theta) & F_{22}(\theta) & F_{23}(\theta) & F_{24}(\theta) \\ F_{31}(\theta) & F_{32}(\theta) & F_{33}(\theta) & F_{34}(\theta) \\ F_{41}(\theta) & F_{42}(\theta) & F_{43}(\theta) & F_{44}(\theta) \end{pmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}_{in}, \quad (\text{Ec 2.5})$$

donde λ es la longitud de onda de la radiación incidente y D es la distancia entre la muestra y el detector.

La matriz 4 x 4 es la **matriz de dispersión $F(\theta)$** , en general, tiene 16 elementos independientes para cada ángulo de scattering, θ . Los elementos de la matriz, además de depender del ángulo de scattering, también tienen una dependencia con la longitud de onda incidente. Para los casos en que: a) las partículas tengan un plano de simetría y estén orientadas aleatoriamente, b) las partículas sean asimétricas y estén orientadas al azar, pero la mitad de ellas sean imágenes especulares de la otra mitad, c) las partículas sean esféricas, o d) las partículas sean muy pequeñas frente a la longitud de onda (límite Rayleigh) independientemente de su forma (Van de Hulst 1957; Bohren & Huffman 1983), la matriz de dispersión es **diagonal por bloques** y seis de sus elementos son independientes.

$$F(\theta) = \begin{bmatrix} F_{11}(\theta) & F_{21}(\theta) & 0 & 0 \\ F_{21}(\theta) & F_{22}(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_{33}(\theta) & F_{34}(\theta) \\ 0 & 0 & -F_{34}(\theta) & F_{44}(\theta) \end{bmatrix} \quad (\text{Ec 2.6})$$

Un sistema dispersor que da lugar a una matriz con estas características se dice que constituye un medio **macroscópicamente isótropo y simétrico**.

A modo de resumen, en la parte superior de la Figura 2.9 se ven los elementos fundamentales que intervienen en un proceso de dispersión de luz por partículas irregulares que constituyen un medio macroscópicamente isótropo y simétrico (intensidad del rayo incidente, intensidad del rayo dispersado, el medio, plano de dispersión y el ángulo de scattering o de fase). En la parte inferior se ven los elementos que se utilizan para su descripción (vector de Stokes de la luz incidente y reflejada y la matriz de dispersión). Las

características del medio quedan reflejadas en el tipo de matriz que resulta ser diagonal por bloques.

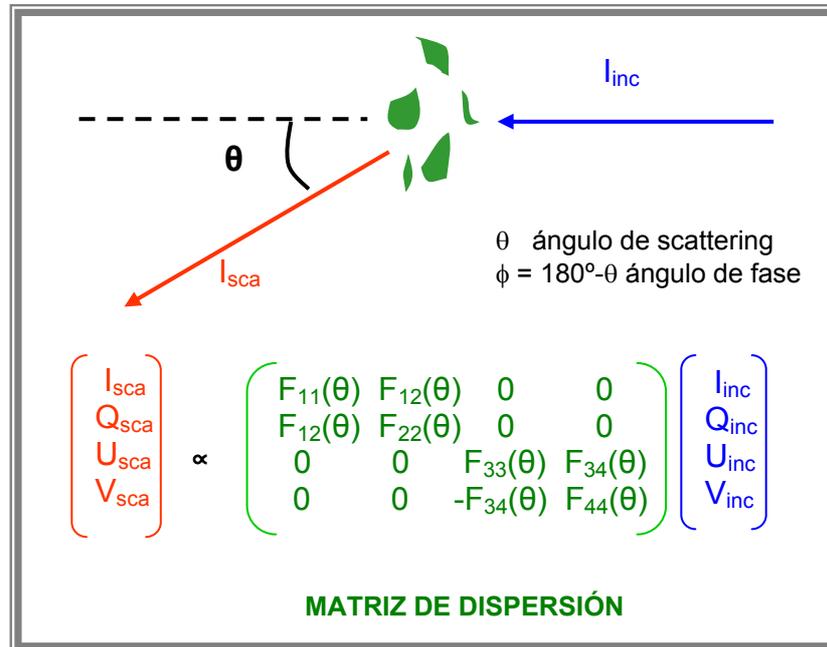


Fig 2.9 Esquema de un suceso de dispersión de luz por un medio macroscópicamente isótropo y simétrico

2.3.4 Interpretación de alguno de los otros elementos de la matriz de dispersión

Tal y como se ha visto en el apartado anterior en determinadas condiciones la matriz de dispersión tiene seis elementos distintos de cero independientes: $F_{11}(\theta)$, $F_{12}(\theta)$, $F_{22}(\theta)$, $F_{33}(\theta)$, $F_{34}(\theta)$ y $F_{44}(\theta)$. Cuando la luz que incide sobre el sistema dispersor es luz natural algunos de los elementos de dicha matriz adquieren un sentido físico.

La luz natural queda representada por el vector de Stokes, $[I, 0, 0, 0]^T$. Al multiplicar dicho vector por la matriz de dispersión, el vector de Stokes de la luz dispersada toma la forma $[F_{11} I, F_{12} I, 0, 0]^T$.

El elemento $F_{11}(\theta)$ es proporcional al flujo de la luz dispersada, consecuentemente, este elemento representa la distribución de intensidad en función del ángulo de scattering; se le conoce como la **función de fase**.

Haciendo uso de la Ecuación 2.4 se puede calcular el grado de polarización lineal de la luz dispersada como el cociente de la segunda y primera componente del vector de Stokes cambiado de signo

$$P(\theta) = -\frac{Q}{I} = -\frac{F_{12}(\theta)}{F_{11}(\theta)} \quad (\text{Ec 2.7})$$

El cociente $F_{12}(\theta)/F_{11}(\theta)$ cambiado de signo está representando el **grado de polarización lineal** de la luz dispersada en función del ángulo de scattering.

El cociente $F_{22}(\theta)/F_{11}(\theta)$ es igual a la unidad para todos los ángulos de scattering cuando las partículas son esféricas o son muy pequeñas frente a la longitud de onda; si las partículas no son esféricas y su tamaño es comparable o mayor que la longitud de onda su valor se aleja de la unidad. Es por ello, que este cociente se utiliza generalmente como un indicador de la **no esfericidad de las partículas**.

También se sabe que los cocientes $F_{33}(\theta)/F_{11}(\theta)$ y $F_{44}(\theta)/F_{11}(\theta)$, en función del ángulo de scattering, son idénticos cuando las partículas son esféricas, si estas no lo son, no se da la igualdad, por lo que constituyen un indicador adicional de la esfericidad de las partículas.

2.4 Dispersión de la luz por el grano comenario

En el caso de los granos de origen comenario, la luz que proviene del Sol (luz natural) incide sobre la distribución de partículas que se van desprendiendo del núcleo del cometa y formando la cola de polvo por los efectos de la gravedad y la presión de radiación. Las partículas que constituyen esta cola son de tamaños variados, de formas irregulares y, en principio, cualquiera de sus orientaciones son igualmente probables. Además, las partículas están suficientemente separadas unas de otras para que la dispersión que predomine sea dispersión simple. Por lo tanto, la luz dispersada habrá adquirido un cierto grado de polarización lineal, y la intensidad dispersada será función del ángulo de scattering de acuerdo con una cierta función de fase.

Desde la Tierra se pueden adquirir medidas del grado de polarización lineal en función del ángulo de scattering y se disponen de algunas medidas de la función de fase. El plano que contiene al Sol, el cometa y la Tierra, es el plano del scattering. El ángulo que forma la línea que une el sol y el cometa con la línea que une el cometa y la Tierra es el ángulo de scattering, θ (véase Figura 2.10), aunque en astronomía se suele utilizar ángulo de fase, Φ , que es el ángulo medido desde el centro de un cuerpo iluminado entre la fuente de luz y el observador. Se cumple que $\Phi=180^\circ-\theta$ (ángulo suplementario).

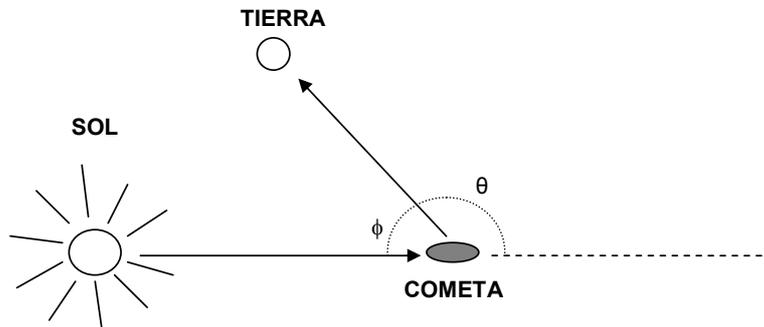


Fig 2.10 Luz dispersada por el grano cometario observada desde la Tierra en función del ángulo de scattering

Las curvas de polarización lineal y de fase medidas en cometas contienen información sobre el propio sistema. Se ha visto que estas medidas están relacionadas con los elementos F_{11} y F_{12} de la matriz de dispersión. Por lo tanto el problema de estudiar las propiedades de dispersión de un conjunto de partículas irregulares (por ejemplo las del grano cometario) estribará, fundamentalmente, en conocer cuál es la matriz de dispersión de ese sistema para todos y cada uno de los ángulos de scattering. En el capítulo siguiente se presenta un estudio de las propiedades generales de scattering de los granos cometarios medidas en una amplia variedad de cometas.

CAPÍTULO 3

LOS COMETAS Y EL GRANO COMETARIO

3.1 Generalidades

Los cometas son, probablemente, los cuerpos menos evolucionados del Sistema Solar. Al formarse éste, el medio interestelar, en forma de gas y polvo, sufrió procesos de acrecimiento formando cuerpos mayores que constituyeron los planetas, mientras que infinidad de cuerpos menores fueron masivamente expulsados hacia el exterior del sistema. Estos cuerpos son muy fríos debido a la gran distancia que les separa del Sol y están formados, en gran parte, por hielos. De vez en cuando, por perturbaciones externas (por ejemplo, el paso de una estrella) o por a la propia dinámica de estas regiones, uno de estos cuerpos helados es proyectado hacia el interior del Sistema solar. Cuando pasa cerca de nuestra estrella, durante un periodo de tiempo corto, muestra un aspecto cambiante. La radiación solar calienta su superficie dando lugar a la emisión de gases volátiles y partículas sólidas desde su núcleo. La presión de la radiación solar y los vientos solares aceleran dichas partículas y gases, alejándolos de la cabeza del cometa a diferentes velocidades de acuerdo con su tamaño y masa. Así, un cometa presenta un **núcleo**, rodeado por una nube de partículas y gas llamada **coma**, y una **cola**.

El coma se forma, aproximadamente, a una distancia del sol menor de 6 U.A. Su tamaño y brillo aumenta a medida que el cometa es calentado por la radiación solar. Los tamaños pueden ser de varios miles de kilómetros y el diámetro del coma crece apreciablemente cuando alcanza aproximadamente las 2 U.A. del Sol. A esa distancia es cuando el chorro de partículas solares (viento solar) adquiere la suficiente intensidad para arrastrar las partículas de gas y polvo del núcleo y del coma. Este proceso es el responsable de la cola del cometa.

Muchos cometas poseen esencialmente dos colas, una **cola iónica** o cola de plasma compuesta de iones por el choque del viento solar con el cometa, y la **cola de polvo**, formada por partículas sólidas liberadas del núcleo. La cola de polvo es acelerada más despacio y tiende a ser curvada. La cola iónica es comparativamente mucho menos concentrada y es acelerada hasta tal punto que aparece como una línea casi recta que se extiende desde el cometa hacia el lado opuesto al Sol.

La siguiente imagen del Cometa Hale-Bopp (Figura 3.1) muestra dos colas diferentes. La cola de plasma, más fina, compuesta por gases ionizados que le proporcionan el tono

azulado y la cola de polvo más ancha, blanca y difusa compuesta, en su mayor parte, por partículas sólidas.



Fig 3.1 Cola iónica y de polvo del cometa Hale-Bopp

Las trayectorias de los cometas pueden ser hiperbólicas, parabólicas o elípticas, según el valor de la excentricidad (e) de su órbita. Si $e > 1$ la trayectoria es hiperbólica, si $e = 1$ parabólica y, finalmente, si $0 < e < 1$ entonces describe una elipse. Para cualquiera de éstas cónicas el Sol constituye uno de sus focos (véase Figura 3.2). Tanto en el caso de la órbita hiperbólica como de la parabólica, el cometa sólo pasa una vez por el interior de nuestro sistema solar; además, los cálculos indican que las trayectorias de tipo hiperbólico implican que el cometa puede provenir de una región extrasolar. Si la trayectoria es elíptica el cometa repetirá su órbita dependiendo del periodo orbital y de las fuerzas no-gravitatorias, como la emisión de gases y partículas en chorros y, en menor grado, del efecto Yarkovsky, que se produce por el calentamiento no uniforme de la superficie del cometa.

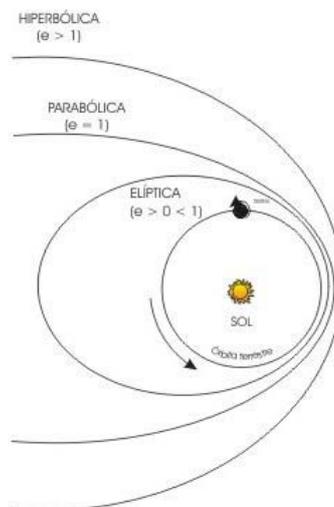


Fig 3.2 Tipos de órbitas descritas por los cometas en función de la excentricidad de sus órbitas

Los cometas se pueden clasificar atendiendo al valor del periodo de sus órbitas. Cuando el periodo de sus órbitas es mayor de 200 años se habla de cometas de **periodo largo** (LP), en contraposición con los cometas de **periodo corto** (SP). Los cometas de periodo corto también pueden ser clasificados en función de que su periodo sea mayor de 20 años o menor, llamándose cometas de “**tipo Halley**” o de la “**familia de Júpiter**” respectivamente. A veces se habla de cometas de periodo medio y de periodo corto haciendo referencia a los de “tipo Halley” y a los de la “familia de Júpiter”.

Entre los cometas pertenecientes a la “familia de Júpiter”, está el cometa Encke. Este es un cometa de un período muy corto, sólo 3.3 años, y se acerca mucho al Sol en las proximidades de la órbita de Mercurio. Fue observado por primera vez en 1786 y existen varias decenas de observaciones documentadas de su retorno. El cometa Halley, cuyo nombre da lugar a la segunda familia de cometas, tiene un periodo de 76 años y un perihelio a 0.58 U.A. del Sol; en su último paso, en 1986, fue estudiado con ayuda de varias naves espaciales. Finalmente, como ejemplo representativo de los cometas de largo periodo, podríamos considerar el cometa Hale-Bopp. Si comparamos el tamaño de este cometa con el del Halley resulta ser 10 veces mayor. Su periodo es de 4000 años y su perihelio está a 0.9 U.A. del Sol.

Otra diferencia importante entre los cometas es la inclinación de sus órbitas respecto al plano de la eclíptica y los sentidos de giro de los mismos. Los cometas LP presentan órbitas cuyas inclinaciones alrededor del Sol están distribuidas de forma aleatoria en todas las direcciones del espacio y la mitad de ellos, aproximadamente, giran en sentido contrario al de los planetas. Los cometas de la “familia de Júpiter”, que constituyen la mayoría de los cometas SP, tienen órbitas cuyas inclinaciones con respecto al plano de la eclíptica son menores de 40° y con sentidos de giros que coinciden con el de los planetas; no ocurre así con el resto de cometas SP. Estas diferencias en cuanto a inclinación, sentido de giro y periodo indican que los cometas parecen provenir de dos regiones distintas del espacio. Los cometas LP, con una distribución isotrópica de sus órbitas, un sentido de giro arbitrario, y una distribución de afelios más allá de las 50.000 U.A. del Sol sugiere la existencia de una región esférica situada más allá de esa distancia, donde los cometas se encontrarían distribuidos uniformemente. Esta región es conocida como la **nube de Oort** (véase Figura 3.3), que fue quien postuló, en el año 1950, la existencia de dicha nube. La nube no ha sido nunca observada por limitaciones técnicas asociadas a la extrema debilidad de los objetos a esas distancias tan enormes. La hipótesis más aceptada es que dicha nube está constituida por “escombros” del Sistema Solar. Sin embargo, los cometas de la “familia de Júpiter”, con inclinaciones de sus órbitas respecto a la eclíptica menores de 40°, parecen provenir de una región situada más allá de Neptuno y de Plutón (región transneptuniana) conocida como el **cinturón de Kuiper** (véase Figura 3.3). El astrónomo Gerard Kuiper, en 1951, postuló que debía existir una especie de disco de proto-cometas en el plano del sistema solar que debería comenzar pasada la órbita de Neptuno, aproximadamente entre las 30 y 100 U.A.. A partir de 1992, con el descubrimiento de 1992 QB1 y los otros muchos que le han seguido, se tuvo constancia real de la existencia de una

enorme población de pequeños cuerpos helados que orbitan más allá de la órbita de Neptuno. Aunque los valores de las estimaciones son bastante variables, se calcula que existen al menos 70.000 cometas transneptunianos entre las 30 y 50 U.A., con diámetros superiores a los 100 km. Las observaciones muestran que se hallan confinados dentro de unos pocos grados por encima o por debajo del plano de la eclíptica. A estos objetos se les conoce como KBOs (Kuiper Belt Objects).

Los cometas de “tipo Halley” no pueden provenir de cinturón de Kuiper de acuerdo con Duncan et al. (1988), sino de la nube de Oort que, por perturbaciones de los planetas mayores, han sido convertidos en cometas de “tipo Halley”

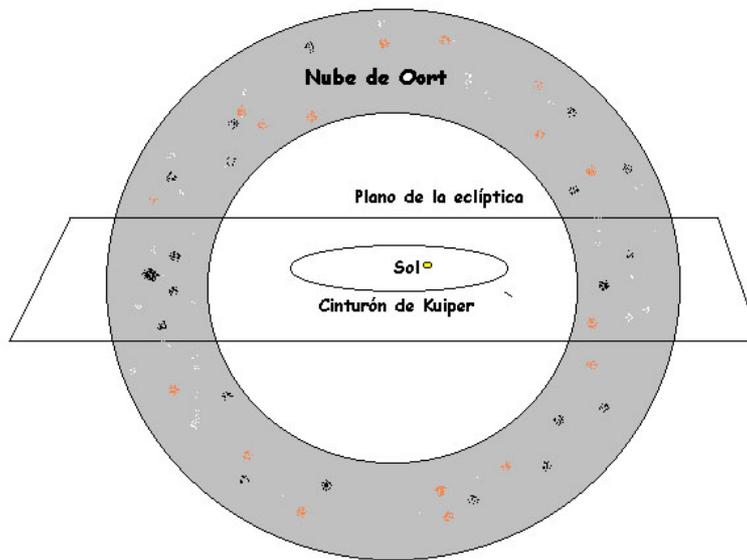


Fig 3.3 Nube esférica de Oort y el cinturón de Kuiper sobre el plano de la eclíptica

3.1.1 Núcleo de los cometas

El núcleo de los cometas está rodeado por el coma, de forma que la observación directa del mismo ha sido imposible hasta que, recientemente, se ha dispuesto de sondas espaciales que se han introducido en el mismo coma a escasa distancia del propio núcleo cometario. Así, se han tomado imágenes de los núcleos de los cometa Halley, Borrelly y Wild 2 por las misiones Giotto, Deep Space I y Stardust respectivamente. Estas imágenes revelan, en el caso del cometa Halley y en el del cometa Borrelly, formas no redondeadas en los mismos. El núcleo del cometa Borrelly tiene una forma alargada y una superficie sin cráteres (véase Figura 3.4).

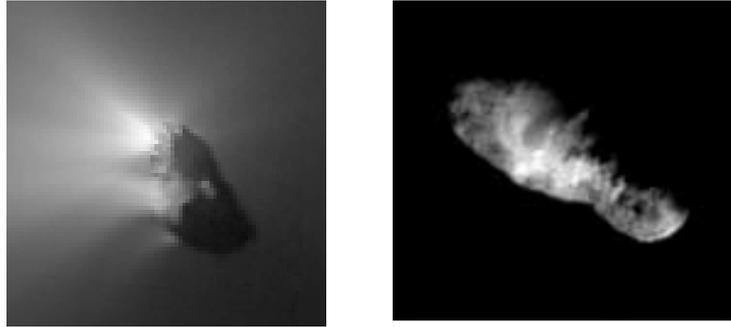


Fig 3.4 Imágenes de los núcleos de los cometas Halley (izquierda) y Borrelly (derecha)

El núcleo del cometa Wild 2 es más redondeado que los dos núcleos correspondientes a los cometas anteriores y su morfología es totalmente diferente, como se observa en la Figura 3.5, donde se aprecian cráteres en su superficie.

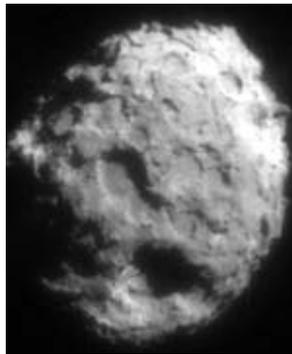


Fig 3.5 Imagen del núcleo del cometa Wild 2

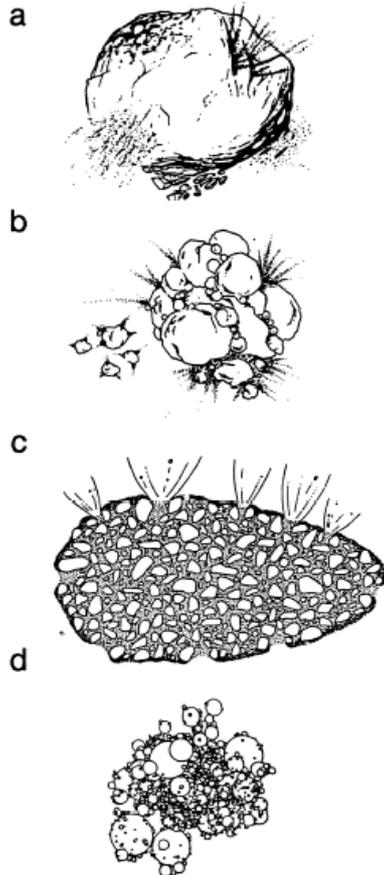
El cometa Borrelly es un cometa que ha sido calentado por el Sol durante muchos miles de años. Su periodo es de 6.9 años y tiene una órbita elíptica que pasa muy cerca de éste. El cometa Wild 2 orbitaba entre las órbitas de Júpiter y Neptuno (es un cometa de la “familia de Júpiter”), pero en 1974, con su aproximación a Júpiter se desvió y su órbita se hizo más pequeña. Actualmente, el Wild 2 orbita entre Júpiter y la Tierra. Únicamente ha pasado cerca del Sol cuatro veces, por lo que podría decirse que la radiación solar acaba de empezar a moldear su superficie.

La alta frecuencia de paso de los cometas de la “familia de Júpiter” parece que cambia la superficie de los mismos. Los mapas morfológicos de la superficie del cometa Borrelly muestran diferencias en textura, morfología y albedos (*Britt et al. 2004*). Debido a la rápida erosión en su frecuente acercamiento al Sol, quizás estos cometas no tengan tiempo de reequilibrarse durante el afelio. Esto puede constituir una explicación de por qué las imágenes de las superficies de los cometas Borrelly y Wild 2 son tan distintas. No obstante, para los cometas de más largo periodo puede que esto no ocurra así, ya que periodos de alta

disgregación en el perihelio están seguidos por otros de cientos, o miles de años y éstos si que pueden llegar a reequilibrarse.

3.1.1.1 Modelos del núcleo cometario

La estructura interna y la composición química del núcleo cometario ha sido tema de discusión desde antes de 1950. A partir de esta fecha, se han propuesto diferentes modelos del



núcleo cometario. El modelo del conglomerado de hielo, también conocido como **dirty snowball** (Whipple 1950), (Figura 3.6 a) es considerado un clásico hoy día. De acuerdo con Whipple (1950), el núcleo del cometa consiste en un conglomerado de granos de polvo de material refractario y gases helados (principalmente de hielo de H₂O).

Hay otros modelos posteriores conocidos como **primordial rubble pile** y **icy-glue** (veáse Figuras 3.6 b y c). El primero de ellos viene a ser una modificación del modelo de Whipple y considera que el núcleo del cometa está formado por una aglomeración libre de fragmentos más pequeños, que se unen débilmente, por fusión local, al contacto de sus superficies (Öpik 1971; Weissman 1986). Para el segundo, el núcleo del cometa está compuesto de bloques refractarios redondeados, grandes y porosos (de decenas de centímetros a ciento de metros), "unidos" por conglomerados de hielo y granos de polvo (Gombosi & Houpis 1986).

Fig 3.6 Modelos de núcleos de cometas. (a) Modelo icy conglomerate de Whipple (1950). (b) Modelo rubble pile Öpik (1971) y revisado por Weissman (1986). (c) Modelo icy-glue de Gombosi & Houpis (1986). (d) Modelo fractal Donn & Hughes (1986).

Recientemente, a partir de las simulaciones de agregados de polvo formados por acumulación aleatoria se postula un modelo **fractal**, (Figura 3.6 d) en el cual el núcleo del cometa es considerado como un agregado heterogéneo de hielo y granos de polvo con huecos en su interior (Donn 1981; Donn & Hughes 1985; Donn 1990; Donn 1991).

Alternativamente a todos estos modelos, existe el modelo del **polvo interestelar**. De acuerdo con este modelo, la estructura morfológica del núcleo del cometa está constituida por la agregación de granos de polvo interestelar (Greengerg 1982; Greenberg. et al. 1990). Estos granos tienen un tamaño medio del orden de una décima de micrómetro y están constituidos

por un núcleo de silicato cubierto por una capa de material carbonoso y una segunda capa de hielos, predominantemente de agua, en la que se encuentran incluidas miles de partículas de carbono muy pequeñas o grandes moléculas (*Greenberg 1998*).

3.1.2 Cometesimals

Entre los distintos fenómenos que pueden acaecer en un cometa, está el de fragmentación. Un ejemplo de ello aparece en el cometa C/1999 S4 Linear, del cual se obtuvieron imágenes mediante la cámara del telescopio espacial Hubble. En la Figura 3.7 se observan numerosos 'mini-cometas' con sus propias colas y nubes de gas. También se aprecia un pedazo más brillante que se asocia con el viejo núcleo del cometa. Una posible explicación de este fenómeno apoyaría la teoría de que los núcleos cometarios están compuestos de cuerpos más pequeños llamados *cometesimals*.



Fig 3.7 Imagen del cometa C/1999 S4 LINEAR tomada por el telescopio espacial Hubble el día 5 de Agosto de 2000

El conocimiento de las condiciones bajo las cuales se forman los cometas ha avanzado considerablemente en las dos últimas décadas. Los diversos estudios, experimentales y numéricos, del proceso de formación de aglomerados por acumulación gradual de granos submicrométricos (*Sears et. al. 1999; Daniels & Hughes 1981*), parecen indicar que la nebulosa solar primordial fue un ambiente adecuado para la producción de aglomerados de granos ricos en hielo con una alta porosidad.

El crecimiento posterior de estos agregados ha sido investigado haciendo uso de modelos numéricos sofisticados. En términos de la estructura interna, estos cuerpos son muy similares a los modelos de los núcleos de tipo *fractal* y *primordial rubble pile*.

De acuerdo con el modelo *fractal*, un cometa está formado por pequeños *cometesimals* (<100 m), los cuales están débilmente unidos unos con otros formando una estructura porosa y abierta con grandes espacios internos vacíos. En la Figura 3.8 se muestra esquemáticamente el núcleo de un cometa, donde los círculos son una representación simplificada de los *cometesimals* formados por acumulación aleatoria de los granos (*Donn 1999*).

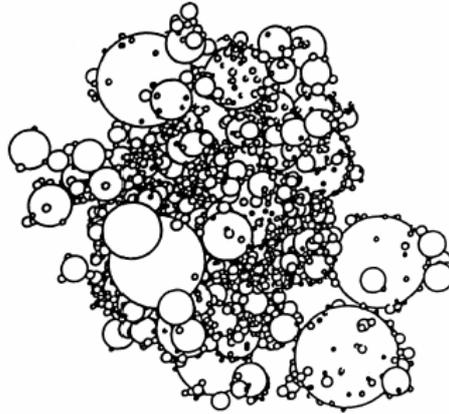


Fig 3.8 Una representación del núcleo de un cometa

El modelo *primordial rubble pile* es muy similar al modelo *fractal*, excepto en que los *cometesimals* están agrupados más estrechamente y soldados unos con otros. Estas simulaciones muestran que los *cometesimals* con tamaños mayores de 1 m están afectados por compactaciones debido a colisiones pero, aún así, son bastante porosos.

Los modelos de crecimiento de los *cometesimals* están basados en ciertos supuestos y en una elección de algunos parámetros de forma arbitraria. Por esta razón, las medidas de tamaño de los granos, su forma, los periodos rotacionales de los núcleos cometarios, así como la determinación de sus masas, son de una gran importancia. Tales medidas pueden condicionar parámetros relevantes y conseguir, potencialmente, que los modelos de formación sean más acertados. La densidad de masa es uno de los parámetros físicos más difíciles de encontrar y decisivo del el núcleo cometario.

3.1.3 El grano cometario

Según el modelo de formación del núcleo del *polvo interestelar*, el grano cometario tiene su origen en el grano que se forma en el medio interestelar (ISM) denso. Las condiciones físicas en estas nubes moleculares facilitan la formación de mantos de hielo sobre la superficie de los granos del ISM. Durante la fase gaseosa, y debido a los choques de unos granos con otros, se forman aglomerados que van creciendo por acumulación. La velocidad de choque y la velocidad de crecimiento del grano dependerán de la densidad de la nube.

Actualmente, hay tres modelos sobre la posible morfología del grano interestelar: el modelo **silicate core-carbonaceous mantle**, el modelo **silicate-graphite** y el modelo **composite dust** (Li & Greenberg 2002). En el primero se tiene un núcleo de silicato rodeado por un manto de material orgánico refractario o bien de carbono amorfo hidrogenado (HAC). En el segundo modelo, los granos de silicato y de grafito están separados. Finalmente, en el tercero, el grano interestelar consiste en agregados de pequeños granos de silicato con vacíos y carbono de varias clases (carbono amorfo, HAC, material orgánico refractario). Los tres modelos tienen en común que los constituyentes fundamentales son silicatos y materiales carbonosos. Es decir, la posible morfología del grano interestelar es un problema abierto respecto al cuál no hay conclusiones definitivas.

En la Figura 3.9 se presentan las posibles estructuras del grano cometario. En ella se observa una estructura agregada formada por la acumulación del grano precometario, el cual, a su vez, consiste en grano interestelar cubierto por un manto de hielos con incrustaciones de material no volátil y moléculas. El grano interestelar que aparece en la Figura 3.9 presenta la morfología descrita en el primero de los modelos.

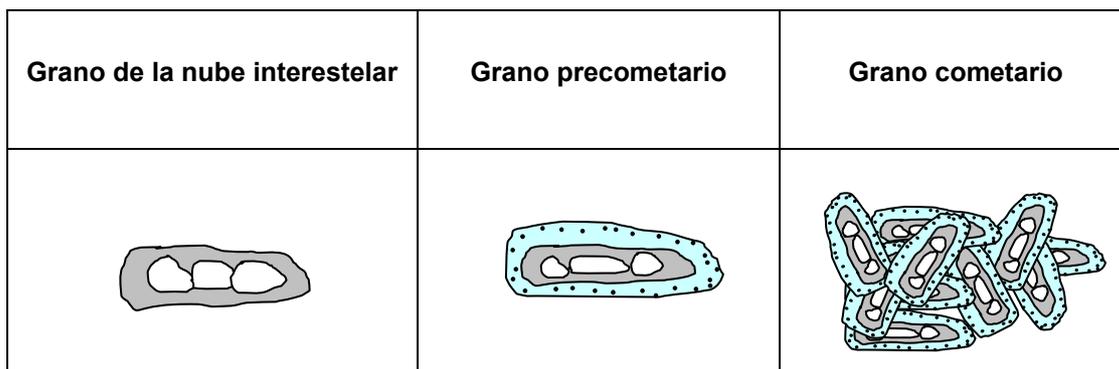


Fig 3.9 La estructura y composición del grano interestelar, el grano precometario y el grano cometario

Los experimentos en laboratorio de procesamiento térmico y de irradiación de hielos muestran que aparecen nuevas especies considerablemente más complejas, y que éstas pueden dar lugar a residuos no volátiles. Por ejemplo, los estudios de laboratorio de irradiación con iones muestran una evolución desde hielos de sustancias carbonosas hasta sustancias no volátiles que dan lugar a una costra refractaria de carbono amorfo (Strazzulla & Baratta 1992; Jenniskens et al. 1993). Los experimentos de irradiación de hielos muestran que se pueden formar nuevas especies más complejas, incluyendo componentes no volátiles orgánicos (véase Figura 3.10).

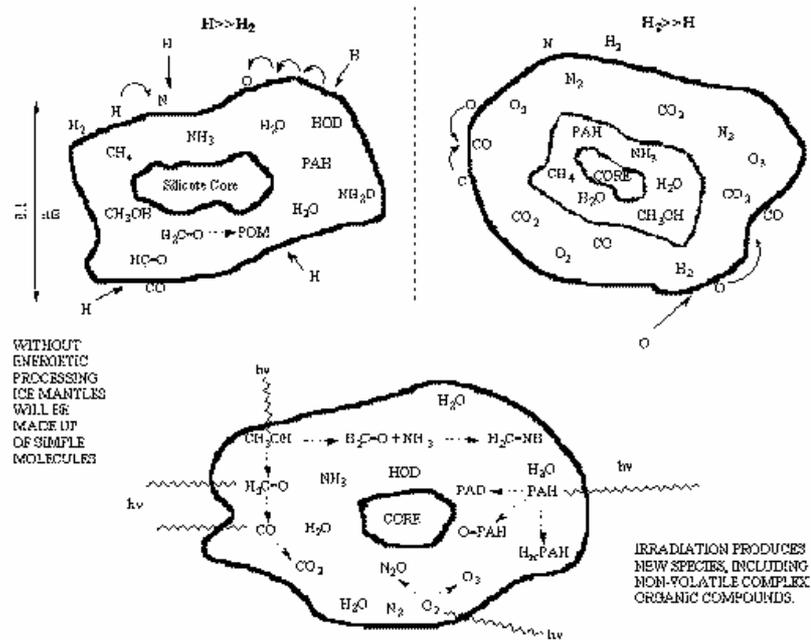


Fig 3.10 Tipos de mantos esperados en las nubes moleculares densas. En las regiones donde el H/H_2 es mucho mayor que la unidad (arriba izquierda), las reacciones de la superficie se reducen, en favor de la producción de compuestos inorgánicos ricos en O, C y N. Por el contrario, las formas oxigenadas de estas especies son favorecidas en regiones donde el cociente H/H_2 es mucho menor que la unidad (arriba derecha). La irradiación y el procesado térmico de los mantos de hielo crean especies considerablemente más complejas y, finalmente, residuos no volátiles (Allamandola et al. 1999)

Se establecen dos escenarios diferentes para la formación del grano cometario:

- 1) Una acumulación continua de granos precometarios donde los primeros son cubiertos rápidamente por otros granos impidiendo su posterior irradiación. Los primeros van a recibir una dosis de irradiación más pequeña que la de los granos exteriores que se van depositando posteriormente. Se pueden esperar grandes cantidades de carbono amorfo en el interior del grano aunque acompañado de un alto grado de heterogeneidades.
- 2) Una acumulación progresiva del grano precometario. En este caso la dosis de radiación recibida por los granos dependerá del tiempo empleado en su formación. Es de esperar una irradiación más homogénea. De hecho una irradiación mantenida durante un tiempo prolongado hace que la irradiación posterior sea menos importante.

Es evidente que estos dos escenarios representan casos muy extremos ya que, por lo general, la velocidad de choque de los granos y la velocidad de crecimiento de los mismos dependerán de la densidad de la nube interestelar. Es decir, que en cualquiera de los casos, la irradiación es un factor a tener en cuenta.

En la actualidad hay algunos autores que argumentan que los gases y granos sólidos que constituyen el núcleo de los cometas son muy antiguos y que ningún procesado considerable, posterior a la formación del núcleo, ha tenido lugar (*Bockelée-Morvan et al. 2000; Neslusan 2002*). Contrariamente, otros autores (*Ehrenfreund & Schutte 2000*) apoyan la idea de que en los cometas además de material prístino hay una variedad de materiales que son reductos del procesado posterior.

La visión de los cometas como objetos que apenas han evolucionado desde la formación del sistema solar ha sido cuestionada por Stern (*2003*). Stern afirma que estos objetos en la nube de Oort y el más cercano cinturón de Kuiper, reservas tradicionales de cometas, han sufrido transformaciones por el bombardeo de granos de polvo presentes en el medio interestelar y la radioactividad que llega del Sol o de los energéticos rayos cósmicos. Ni siquiera los cometas de corto periodo procedentes del cinturón de Kuiper pueden ser considerados como antiguos, pues han sufrido colisiones en forma de violentos impactos en el pasado. La alta densidad de los KBOs y su mayor velocidad con relación a los cometas de la nube de Oort hacen que presenten una tasa de colisión del orden de 10^6 veces mayor que la de los cometas de la nube de Oort. Además los núcleos de cometas visitados como el Halley y el Borrelly son muy oscuros, si se tiene en cuenta que están formados casi en su totalidad por hielos, han tenido que intervenir agentes transformadores. Los objetos de la nube de Oort tampoco se salvan de este fenómeno puesto que, además de la radiación cósmica, están expuestos a calentamientos transitorios significativos por estrellas que pasen en sus “proximidades” o por supernovas cercanas. No obstante, según Stern, las zonas justo debajo de la superficie, no expuestas a las condiciones del espacio, podrían haberse conservado en un estado invariable durante miles de millones de años.

3.1.4 Del polvo interestelar al núcleo de los cometas

Tomando como punto de partida que la mayoría de modelos actuales de formación del núcleo cometario presuponen que éste, esencialmente, está constituido por grano interestelar, por acumulación de los mismos en la nube molecular interestelar se llega a la formación del *grano cometario*. A su vez, por acumulación del *grano cometario* se forman los *cometesimals* y, finalmente, por acumulación de estos, se forma el *núcleo del cometa*. La densidad de la nube molecular inicial juega un papel importante en la velocidad de crecimiento del grano cometario y, consecuentemente, en la densidad del núcleo cometario.

Si se compara la emisión térmica de cometas muy distintos como son el Halley (SP), el Borrelly (“familia de Júpiter), el Hale-Bopp (LP) y un cometa extrasolar en el disco de β -Pictoris, se observa que sus emisiones se pueden ajustar bajo el supuesto de que el grano de

polvo interestelar es la unidad básica de los agregados de polvo de los cometas (*Greenberg & Li 1999*).

En términos muy generales se puede afirmar que los cometas son objetos de baja densidad, con una estructura interna compleja, formados de manera lenta y a bajas temperaturas. Además, contienen información relacionada con las condiciones de formación del sistema solar y, por tanto, de las propiedades de la nebulosa solar primigenia.

3.1.5 Del núcleo de los cometas al polvo interestelar

Cuando un cometa se acerca al Sol, su superficie se calienta debido a la energía solar, el material volátil tiende a sublimar y, consecuentemente, el núcleo del cometa se va disgregando paulatinamente, dando lugar a la emisión de partículas sólidas y moléculas. La radiación y el viento solar arrastran dichas partículas formando una o varias colas iónicas y una cola de polvo. El *grano* de la cola de polvo contiene información sobre el grano interestelar.

La estructura del grano cometario se espera que contenga vacíos (“fluffy”), o bien que sea compacta, independientemente de que contenga hielos o no en su interior. Si ocurre que los hielos no están del todo sublimados cuando el grano se separa de la superficie del núcleo, éstos tendrán un tiempo de vida que dependerá del tamaño del grano. Algunos estudios indican que los hielos de los cometas son en gran parte hielo de agua, H₂O, (≈ 80%) y el resto monóxido de carbono helado (CO) y dióxido de carbono (CO₂). Estos dos últimos compuestos son bastante más volátiles que el agua y pueden sublimar en regiones bastante apartadas del Sol. Es posible que puedan provocar el desprendimiento de partículas conteniendo hielos y sustancias no volátiles del núcleo del cometa.

En síntesis, cabe preguntarse si el estudio del núcleo del cometa y del grano que lo constituye revela características fiables del polvo interestelar. La consecuencia, desde el punto de vista químico, de un modelo de formación de los cometas como el que se ha descrito, es la predicción de una estructura morfológica en la que el material agregado está formado por una unidad básica que contiene (en promedio) un núcleo de materiales silicatos y materia orgánica compleja, además de hielos con partículas carbonosas inmersas muy pequeñas y moléculas. Todos estos componentes han sido observados en el coma de los cometas de una manera u otra. Por ejemplo, los hidrocarburos policíclico aromático, o PAHs (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons) son un constituyente significativo del medio interestelar. Por tanto, deberían estar presentes en los cometas si todavía contienen material no procesado de la materia interestelar. La presencia de los PAHs en cometas ha sido sugerida por la emisión en 3.28 μm detectada en el espectro de algunos cometas (*Bockelee-Morvan, Brooke & Crovisier 1995*). Por otro lado el estudio de las comparaciones entre las especies volátiles de los hielos cometarios y sus abundancias relativas con la de los hielos del ISM demuestran que hay

bastante similitud. Esto refuerza el argumento de aplicar a los cometas los estudios sobre la evolución del polvo en el ISM.

3.2 Fuentes de datos cometarios

Hay distintas fuentes de datos cometarios que pueden aportar información sobre la naturaleza del grano cometario. La figura 3.11 muestra un esquema de las mismas. A la izquierda, tenemos las medidas remotas. En la parte superior aparecen los espectros de emisión térmica en longitudes de onda infrarrojas, que están relacionados con la luz emitida por el grano cometario. En la parte inferior, las curvas de polarización lineal en el visible, que tienen que ver con la luz dispersada a su vez por el grano. En el recuadro de la derecha aparecen otras fuentes, como son: las medidas, los estudios de laboratorio de espectros de emisión de partículas recogidas en la estratosfera de la Tierra, lo que se conoce como las IDP's (*Interplanetary Dust Particles*) y estudios de dispersión simple en laboratorios de partículas en suspensión de análogos cometarios.

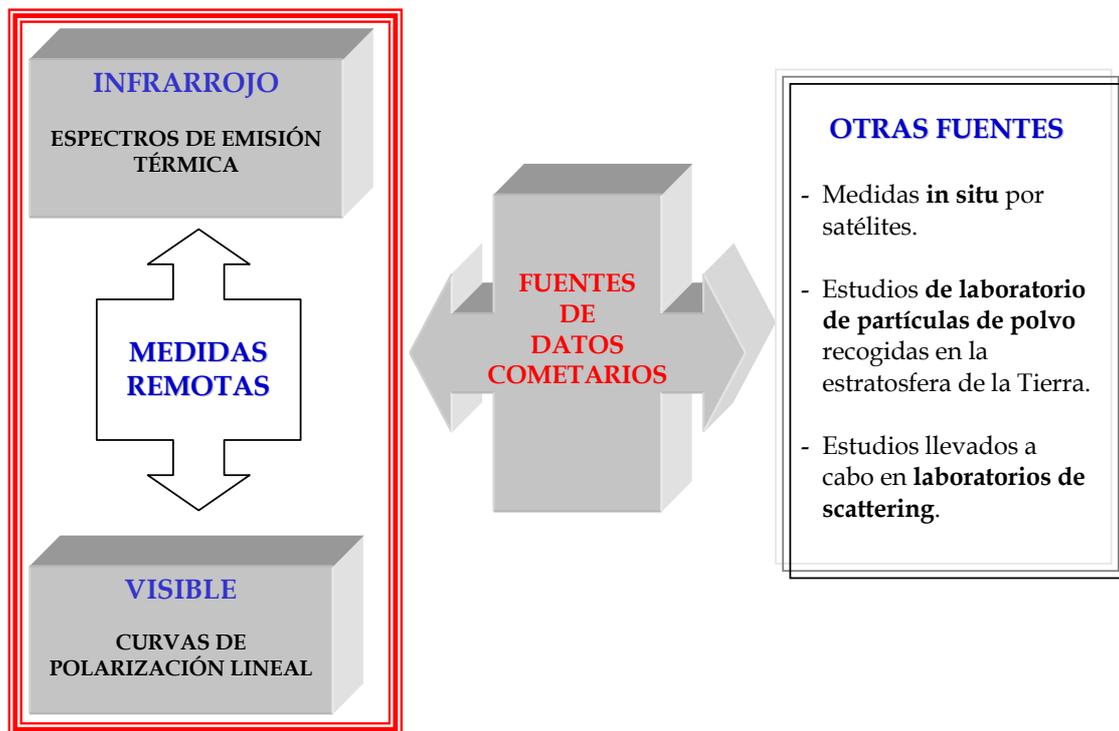


Fig 3.11 Fuentes de información para el estudio del grano cometario

3.2.1 Medidas remotas

Las medidas remotas constituyen las fuentes clásicas de estudio del grano cometario. En la luz proveniente del grano cometario, se ha de distinguir la dispersión de luz por el grano y la emisión infrarroja del mismo. La Figura 3.12 representa la distribución de energía espectral del cometa Hale-Bopp a una distancia heliocéntrica 1.21 U.A. (*Williams et al. 1997*). En esta gráfica se observa que la dispersión de la luz predomina en longitudes de onda menores de 3 μm ya que las medidas pueden ser ajustadas a la emisión de un cuerpo negro con una temperatura próxima a la del Sol ($T_{\text{BB}}=5.800\text{ K}$). Este hecho indica que la energía que se recibe en longitudes de onda menores que los 3 μm es luz dispersada por los granos. Sin embargo, las medidas por encima de los 3 μm pueden ser ajustadas a la emisión de un cuerpo negro cuya temperatura es $T = 475\text{ K}$, que se corresponde con una temperatura un poco más alta que la de un cuerpo negro que estuviese situado a la misma distancia heliocéntrica que el cometa. Esta energía se asocia con energía térmica emitida por el grano.

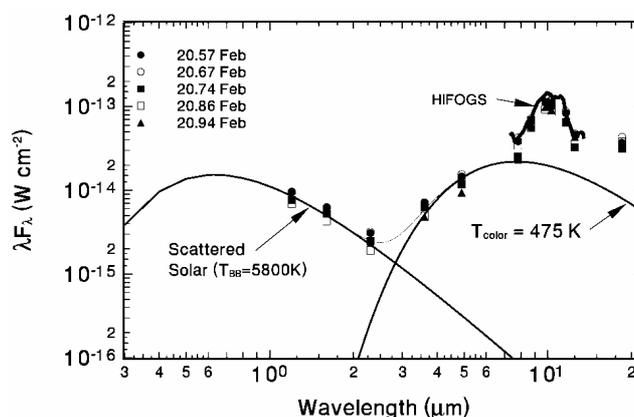


Fig 3.12 Distribución de Energía Espectral Infrarroja del cometa Hale-Bopp a una distancia heliocéntrica de 1.21 U.A.

Las medidas remotas disponibles hoy día proporcionan información sobre estos dos tipos de energías. Por un lado, las detecciones remotas de emisión infrarroja proporcionan información sobre la energía emitida por el grano. Por otro, las detecciones remotas del grado de polarización lineal en el visible proporcionan información sobre la energía dispersada por el grano cometario.

3.2.1.1 Espectros de emisión infrarrojos

Las detecciones remotas infrarrojas que se realizan desde la Tierra están limitadas a ciertas “ventanas” o dominios espectrales debido a la absorción por los gases atmosféricos, principalmente de H_2O y CO_2 . El *Infrared Space Observatory* (ISO) ofreció la oportunidad de obtener espectros de alta resolución de algunos cometas, en particular del cometa Hale-Bopp, que pudo ser observado a tres distancias heliocéntricas diferentes.

Desde observatorios terrestres

Se han obtenido espectros de baja resolución en el Infrarrojo cercano, desde 3 hasta 15 μm , para una amplia variedad de cometas. Las características que muestran dichos espectros son: un continuo que se suele asociar con la emisión térmica de carbono amorfo o bien silicatos con algo de absorción, y unos picos entre los 8 y 11 μm , que se asocian a silicatos amorfos y cristalinos. Sin embargo, nos encontramos con espectros de cometas donde los picos asociados a los silicatos no aparecen, o apenas si se aprecian, mientras que hay otros que presentan picos muy destacados. Además, éstos pueden ser algo distintos de un cometa a otro y evolucionar al ir acercándose al Sol.

Desde el ISO

La agencia Espacial Europea (ESA) lanzó un satélite, el observatorio espacial infrarrojo (ISO), que ha estado operando desde Noviembre de 1995 hasta Mayo de 1998 en longitudes de onda infrarrojas que van desde 2.5 hasta 240 micrómetros. Entre los objetos observados por el ISO se tienen los espectros del cometa Hale-Bopp que llegan hasta las 200 μm . Estos espectros son de gran interés, ya que han puesto de manifiesto la presencia de silicatos cristalinos, en concreto un olivino cristalino: la fosterita (Mg_2SiO_4) (*Crovisier et al. 2000; Brucato et al. 1999; Moreno et al. 2003*). A partir de otros espectros obtenidos también por el ISO, como son los espectros de los granos que se encuentran en las envolturas circunestelares jóvenes tales como HD 100546 (*Waelkens et al. 1996; Waelkens et al. 1999*), o bien los espectros de los granos que se encuentran en las envolturas circunestelares evolucionadas como AC Her (*Yamamura 2000*), se ha podido comprobar que existe una gran similitud entre dichos espectros y el del cometa Hale-Bopp. Esta similitud sugiere que los tipos de grano de nuestro Sistema Solar no son tan diferentes de aquellos de algunos discos que rodean otras estrellas..

3.2.1.2 Curvas de Polarización Lineal

La luz solar o luz natural dispersada en todas direcciones por el grano cometario adquiere un grado de polarización lineal. Hay medidas remotas en el visible del grado de polarización lineal en función del ángulo de fase para un buen número de cometas. Dichas curvas son muy similares entre sí, exhibiendo todas ellas una polarización negativa para ángulos de fase menores de 20° y una polarización positiva con un máximo, entre el 15-30% del total, cerca de los 90° . La Figura 3.13 muestra las curvas de polarización lineal frente al ángulo de fase de algunos cometas utilizando un filtro verde.

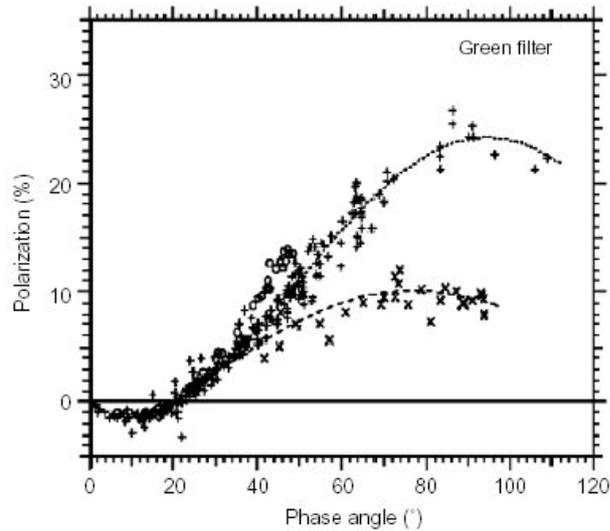


Fig 3.13 Medidas del grado de polarización lineal en función del ángulo de fase para un conjunto de cometas distintos (Levasseur-Regourd & Hadamcik 2003)

3.2.2 Otras fuentes

Además de las medidas remotas, en los cometas hay otras fuentes que aportan información sobre la naturaleza del grano cometario. Entre ellas se tienen las medidas realizadas en el cometa Halley en 1986 por varias misiones espaciales: dos rusas (Vega I y Vega II) (Sagdeev 1988), dos japonesas (Sakigake y Suisei) (Hirao & Itoh 1986) y la que ha producido los resultados más relevantes al respecto, la europea Giotto (McDonnell et al. 1991).

Otras fuentes son las proporcionadas por los estudios en laboratorio de partículas de polvo interplanetarias recogidas en la estratosfera de la Tierra y por los estudios de dispersión simple llevados a cabo en laboratorios de dispersión por partículas irregulares de análogos cometarios en el visible (Hovenier 2000), en microondas (Gustafson 2000), y en el visible bajo condiciones de microgravedad con el instrumento PROGRA2 (Hadamcik et al. 2002).

3.2.2.1 Medidas

Las sondas previamente mencionadas se acercaron al núcleo del cometa Halley. Hasta ese momento nunca había sido visto el núcleo de un cometa. Entre los principales resultados de la misión Giotto se encuentra el bajo albedo del núcleo (4%), su pequeño campo gravitatorio ($5 \cdot 10^{-5}$ veces el terrestre) y la baja densidad del núcleo ($0.3-0.5 \text{ g cm}^{-3}$). Esta sonda también confirmó que el principal elemento volátil del núcleo es H_2O . La producción de gas del coma podría ser explicada con sólo $\approx 20\%$ de la superficie del núcleo activa; la parte restante

permanecería cubierta por un manto oscuro (*Keller et al. 1988*). El gas y el polvo parecen ser expelidos de ciertas áreas activas.

El impacto de los granos en los detectores de la sonda Giotto registraron partículas cuyos tamaños van desde los nanómetros a los milímetros (*Nappo et al. 1990; McDonnell et al. 1991*). La distribución de masa indica que la masa estuvo concentrada en las partículas grandes (mm-cm), mientras que la sección transversal (observable de las propiedades de dispersión) estuvo distribuida en un amplio rango, donde los tamaños entre 0.1-10 μm parece contribuir en más de un 50%.

La sonda Giotto llevaba un fotómetro y un polarizador para medir la luz localmente dispersada por el grano en su trayectoria (*Levasseur-Regourd et al. 1999*). La polarización a un ángulo de 107° mostró variaciones a lo largo de la trayectoria, indicando que el tamaño promedio o las propiedades físicas del grano variaban con la posición en el coma.

3.2.2.2 Partículas de polvo interplanetario

La Figura 3.14 representa un ejemplo de partícula de polvo interplanetario (*Brownlee, 1985*). Dada su inusual estructura, compuestas por pequeños granos y mostrando un alto grado de porosidad, se pensó que podía tener su origen en los cometas que pasan cerca de la tierra.

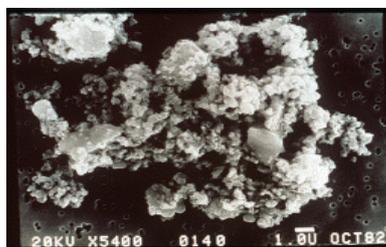


Fig 3.14 La imagen de una partícula recogida en la estratosfera de la Tierra (*Brownlee 1985*)

Recientes estudios de partículas de polvo interplanetario (IDP's) han mostrado que es posible obtener espectros de emisión infrarroja extendidos hasta $\approx 50 \mu\text{m}$. El espectro de la IDP L2036-V25 ha sido comparado con el espectro de emisión del cometa Hale-Bopp obtenido por el ISO y se ha visto que son muy similares. La IDP L2036-V25 es una partícula altamente porosa y frágil (*Molster et al. 2003*).

Otras muestras de IDP's pueden ser encontradas en la base de datos (*Stratospheric Dust Data Base*) en la página web: <http://www-curator.jsc.nasa.gov/dust/dust.htm> Esta base de datos está siendo generada por el Cosmic Dust Laboratory (CDL) de la NASA. Uno de los objetivos que persigue este laboratorio es el de disponer de muestras de partículas interplanetarias y analizarlas. Estas partículas son recogidas en la estratosfera de la Tierra -

minimizando la posible contaminación de la superficie- a través de los impactos en unas superficies de portaaviones (U-2, ER-2 y WB). Estas partículas posteriormente son analizadas y clasificadas.

La mayoría de las muestras son recogidas de manera aleatoria en el tiempo. Dermott y Liou (1994) propusieron que la recolección de partículas de origen cometario podría verse incrementada haciéndola coincidir con las de lluvias de meteoritos. Ha habido varios intentos de recoger partículas cometarias, el primero fue durante la lluvia de las Leónidas, que se asocian al cometa 55P/Tempel-Tuttle (Rietmeijer et al. 2003); otro intento ocurrió durante el paso de la Tierra por la corriente de polvo asociada al cometa Grigg-Skjellerup.

3.2.2.3 Medidas en laboratorios de dispersión de análogos cometarios

Una forma de obtener información acerca de partículas a las que no se puede, o es difícil acceder, como el caso de los granos cometarios, es mediante el estudio de la matriz de scattering de partículas de composición y forma análogas. En la Figura 3.15 se muestran representados todos los elementos de la matriz de dispersión obtenida a partir de medidas realizadas en el laboratorio de dispersión de un análogo cometario como es el olivino a la longitud de onda de 632.8 nm. La Figura 3.16 representa una muestra del olivino S que da lugar a dichos resultados. Estas medidas se encuentran disponibles en de la base de datos (Amsterdam Light Scattering Data Base) en la página web: <http://www.astro.uva.nl/scatter/>.

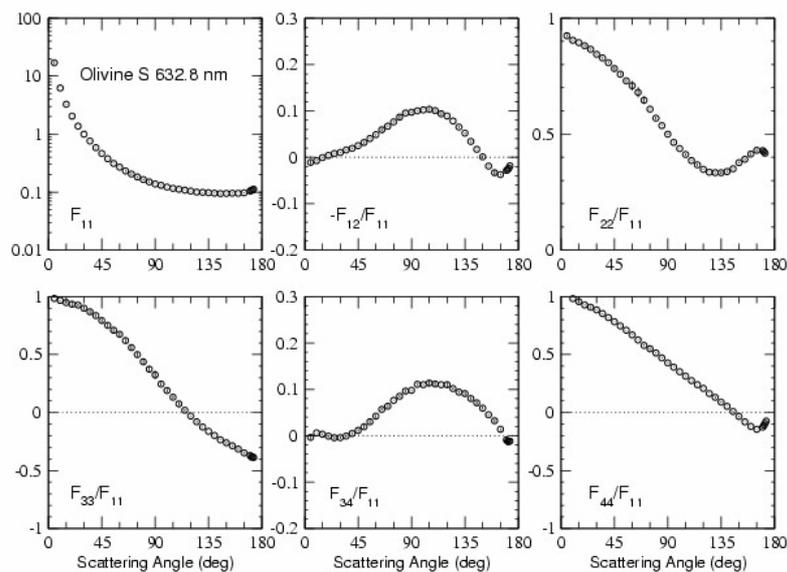


Fig 3.15 Todos los elementos de matriz de dispersión para una muestra de olivino S a 632.8 nm (Muñoz et al. 2000)

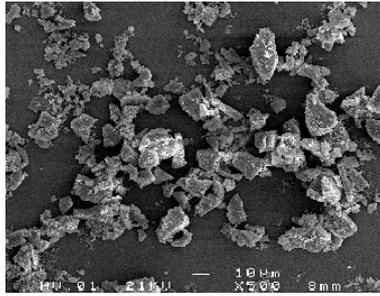


Fig 3.16 Muestra de olivino S utilizado en las medidas (Muñoz *et al.* 2000)

Hay otras medidas de dispersión realizadas en el laboratorio de microondas de la Universidad de Florida. En estos experimentos es más sencillo controlar la forma de la partícula ya que éstas, al trabajar en la región de microondas, han de tener unas dimensiones considerables. Sin embargo este tipo de medidas no están relacionadas con distribuciones de tamaños y formas. Los experimentos realizados con partículas de estructura agregada y con distintas orientaciones muestran que tanto la intensidad como la polarización, en su dependencia angular, son claramente dependientes del tamaño de los constituyentes de las partículas. Sin embargo, el factor de compactación y el número de partículas tiene una menor influencia en las propiedades de dispersión (Gustafson & Kolokolova 1999).

También se tienen medidas de dispersión en el visible realizadas bajo condiciones de microgravedad obtenidas mediante el instrumento PROGRA² que está funcionando desde 1994. El principal objetivo de estas medidas es construir una base de datos que permita interpretar medidas remotas de cuerpos del sistema solar. Se han obtenido algunos cientos de curvas para partículas con propiedades físicas distintas (granos compactos, agregados densos y partículas altamente porosas). Estos resultados se están utilizando para intentar comprender las propiedades físicas de las partículas cometarias y su variación en el coma cometario (Renard *et al.* 2003).

3.2.3 Relevancia de las fuentes cometarias en el estudio del grano cometario

Todas las fuentes cometarias citadas aportan información de distinta índole sobre el comportamiento y las propiedades del grano cometario. Las interpretaciones de las medidas remotas, tanto de emisión como de dispersión, son de gran utilidad, ya que contienen todas las propiedades del grano en su conjunto. También permiten analizar las diferencias entre los cometas. No obstante, presentan el inconveniente de no poder separar la influencia de los distintos parámetros del grano, ya que son medidas de conjunto.

La interpretación de las medidas de dispersión en cometas tiene que ser compatible con el resto de medidas proporcionadas por las fuentes restantes (espectros de emisión térmica, medidas del cometa 1P/Halley, medidas de emisión de IDP's y medidas de dispersión

simple en distintos laboratorios). Estas fuentes son imprescindibles para acotar los posibles valores de los parámetros del grano cometario y ayudan a interpretar la influencia de los mismos en las medidas de dispersión. Además, es interesante observar la correlación que existe entre alguno de los parámetros de las medidas de dispersión con otros parámetros proporcionados por el resto de fuentes cometarias.

3.3 Medidas de dispersión de luz por cometas

Las medidas remotas de dispersión de luz en los cometas se limitan, principalmente, a medidas del grado de polarización lineal y en algunos casos a la distribución de intensidad o la función de fase (Levasseur-Regourd *et al.* 1996; Kiselev *et al.* 1999; Kiselev & Chernova 1981; Millis *et al.* 1982).

En la Figura 3.13 se introdujeron las características fundamentales de la curva de polarización lineal y en las siguientes Figuras 3.17 a y 3.17 b muestran las medidas de las curvas de polarización lineal para distintos cometas en dos longitudes de onda diferentes.

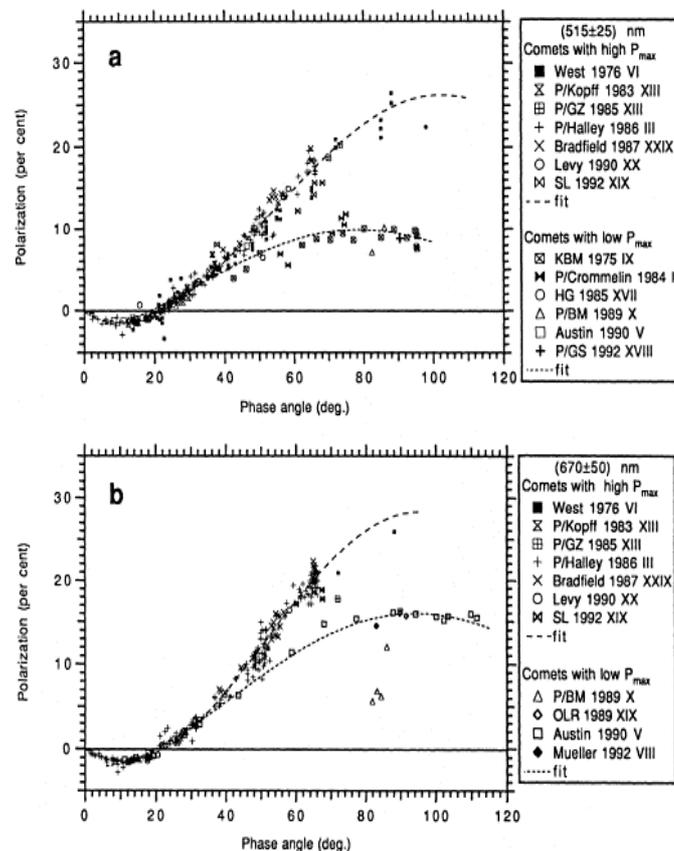


Fig 3.17 Medidas cometarias del grado de polarización lineal en longitudes de onda de 515 y 670 nm

Se observa una dependencia del grado de polarización lineal con la longitud de onda. Esta dependencia no es notable para ángulos de fase menores de 20°, no obstante; para ángulos de fase mayores, la polarización aumenta con la longitud de onda siendo el aumento más pronunciado para ángulos de fase mayores.

La Figura 3.18 representa medidas de la función de fase en función del ángulo de scattering del cometa P/Stephan-Oterma. En ella se puede apreciar un pequeño incremento para ángulos cercanos a los 180°, hecho característico que es conocido como el aumento de la función de fase en la dirección de *backscattering* (Kiselev & Chernova 1981; Millis et al. 1982).

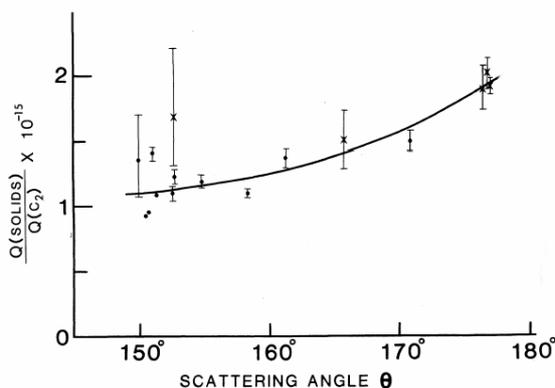


Fig 3.18 La función de fase en función del ángulo de *scattering* para el cometa P/Stephan-Oterma. Los círculos representan observaciones hechas antes del perihelio, las cruces son medidas después del perihelio. La línea continua representa un ajuste entre los puntos (Millis et al. 1982)

Las medidas de la función de fase en cometas son muy escasas, porque éstas deben realizarse durante largos periodos de tiempo y sucede que la producción de grano cometario varía con la distancia heliocéntrica. Para interpretar la curva de fase a partir de dichas medidas, se ha de suponer una cierta ley de producción de partículas en función de la distancia heliocéntrica, además de que las propiedades físicas del grano cometario no cambien con el tiempo siendo esto último un supuesto poco realista. Las medidas de intensidad de la luz dispersada se ven más directamente afectadas por la variación del grano que las medidas de polarización lineal que, al menos, no es dependiente de la tasa de producción de polvo.

3.3.1 Posible taxonomía cometaria

Los cometas presentan diferencias significativas en cuanto al grado de polarización lineal para ángulos de fase grandes. Se ha intentado establecer una taxonomía entre cometas, los

llamados cometas ricos en polvo (“dusty comets”) y pobres en polvo (“gassy comets”). En las Figuras 3.19 y 3.20 se observan medidas de polarización lineal de algunos cometas. El cometa Hale-Bopp no encaja en esta doble clasificación ya que presenta valores de polarización más altos que cualquier otro cometa (véase curva 3 en la Figura 3.19).

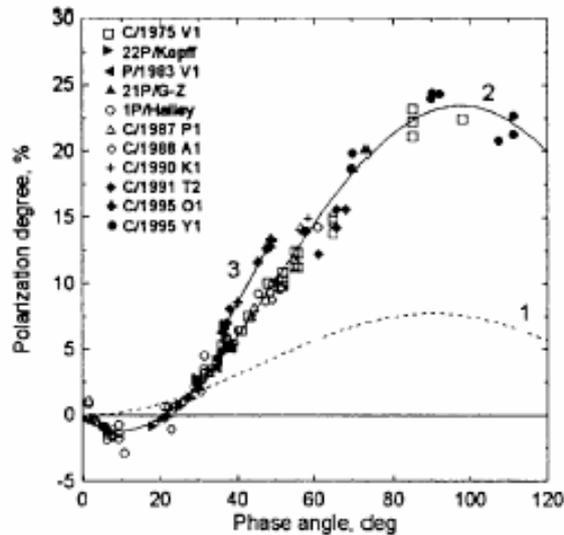


Fig 3.19 Polarización lineal en función del ángulo de fase para cometas con un continuo alto: 1- Curva para la resonancia fluorescente; 2- ajuste para varios cometas; 3- ajuste para el cometa C/1995 O1(Hale-Bopp) (Kiselev et al. 1999)

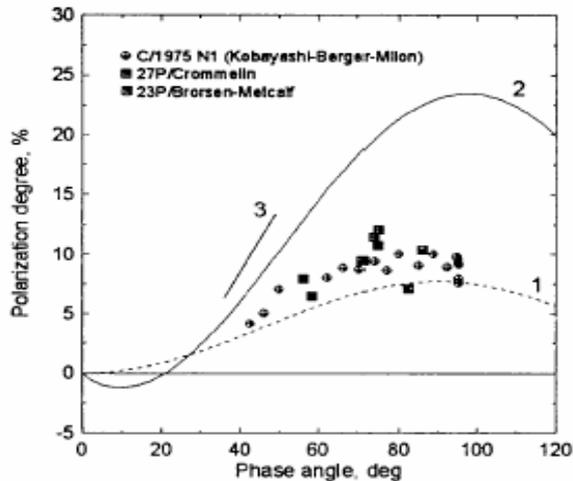


Fig 3.20 Polarización lineal en función del ángulo de fase para cometas con un continuo bajo. Los números tienen el mismo significado que en la figura anterior (Kiselev et al. 1999)

A partir de las Figuras 3.17, 3.19 y 3.20 podría pensarse que existen dos grupos de cometas de acuerdo a las tendencias que se observa en el valor del máximo de polarización (Levasseur-Regourd et al. 1996). Sin embargo, esta cuestión permanece abierta debido a la

contaminación de la emisión molecular en los filtros usados y a que la morfología de la cola de gas y polvo puede afectar a las propiedades de polarización que se miden (Kiselev et al. 1999).

Se ha sugerido que los valores más altos del grado de polarización lineal se dan cuando la abundancia del grano con respecto a la de los gases es mayor. Para expresar la abundancia de polvo frente a los gases se emplea la anchura equivalente W_{4845} , que hace referencia al cociente de flujos observados entre 514 nm (C_2) y 484.5 nm del filtro de continuo (Kiselev et al. 1999). Los cometas abundantes en polvo tienen valores $W_{4845} < 50$.

Por otro lado Hanner & Hayward (2002) sugieren que la diferencia entre cometas *dusty* y *gassy* puede ser debida más a la diferencia de la abundancia relativa de pequeñas partículas, que a la masa total de polvo con respecto a la de gas.

3.3.2 Parámetros de la curva de polarización lineal y valores típicos en los cometas

La Figura 3.21 muestra un ajuste teórico de la curva de polarización lineal de dos cometas con valores máximos P_{max} distintos. Como por limitaciones observacionales no se dispone de medidas de polarización para ángulos de fase más allá de aproximadamente 120° , la forma de la curva de polarización para ángulos de fase grandes es desconocida. A pesar de ello, se puede utilizar este ajuste para introducir los principales parámetros de la curva de polarización lineal.

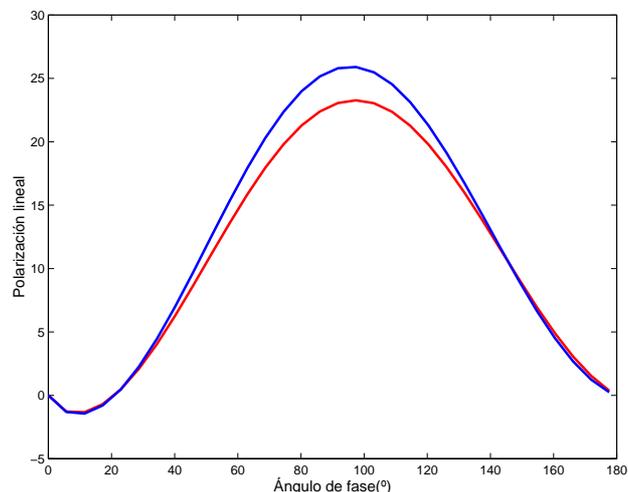


Fig 3.21 Ajuste teórico de la curva de polarización lineal para dos cometas

Se observa una rama con un porcentaje pequeño de polarización negativa para ángulos de fase pequeños. La forma de esta rama es parabólica, presentando un valor **mínimo de polarización negativa** que se denota como P_{min} para un ángulo de fase V_{min} . Hay un punto

neutral para un ángulo de fase de aproximadamente 20°. Este ángulo se conoce como **ángulo de inversión V_0** . La rama de polarización positiva tiene una **pendiente h** , que en el caso de los cometas se ve incrementada para ángulos de fase mayores de 45°. Por tanto, se usan dos pendientes h_1 y h_2 ($h_2 > h_1$) para describir la polarización para ángulos de fase más pequeños y más grandes de 45°, respectivamente. Los valores del **máximo de polarización positiva, P_{max}** de la rama positiva se alcanzan para ángulos V_{max} que suelen oscilar entre 90-100°.

La Tabla 3.1 presenta valores promedios típicos de los parámetros de la curva de polarización para cometas con valores de P_{max} alto y bajo para dos longitudes de onda (670 nm, rojo y 515 nm, verde) (Levasseur-Regourd et al. 1996).

	$V_{min}(^\circ)$	$P_{min}(\%)$	$V_0(^\circ)$	$h (\%/^\circ)$	$V_{max}(^\circ)$	$P_{max}(\%)$
P_{max} (Alto)						
Verde	9±2	-1.5±0.5	22.2±0.5	0.22±0.02	103±10	26±2
Rojo	11±2	-1.5±0.5	22.6±0.5	0'25±0.03	95±10	28±3
P_{max} (Bajo)						
Verde	6±3	-1.7±0.5	19±0.5	0.20±0.02	80±10	10±3
Rojo	6±3	-1.96±0.50	20.5±0.5	0.22±0.02	95±10	18±3

Tabla 3.1 Valores típicos de los parámetros de la curva de polarización en cometas para dos longitudes de onda distintas y para cometas con valores altos y bajos de polarización

En estos datos se aprecia que la rama de polarización negativa persiste para distintos cometas y para longitudes de onda diferentes en el visible. También se observa que la rama de polarización positiva en el rojo toma valores algo más altos que en el verde. Esta conducta ocurre siempre en las medidas que se han realizado en distintos cometas a diferentes longitudes de onda. Se puede decir que hay una dependencia de la rama de polarización positiva con la longitud de onda de manera que si aumentamos la longitud de onda también aumenta la polarización. Es por ello que se dice que los cometas presentan **color polarimétrico rojo**.

Resumiendo, los principales parámetros de las curvas de polarización lineal son:

- 1) (V_{min}, P_{min}) coordenadas del valor mínimo de la rama negativa de polarización
- 2) V_0 , anchura de la rama negativa de polarización o punto de corte con el eje de las x
- 3) (V_{max}, P_{max}) coordenadas del valor máximo de la rama de polarización positiva
- 4) h , pendiente de la rama positiva promediada a 10° más allá de V_0 .
- 5) $|P_{red} - P_{blue}|$, color polarimétrico

En el caso de los cometas dichos valores oscilan aproximadamente entre:

- 1) $(V_{min}, P_{min}) \approx ([9-11]^\circ, [-1.5,-1.9]\%)$
- 2) $V_0 \approx [19, 22]^\circ$
- 3) $(V_{max}, P_{max}) \approx ([90-100]^\circ, [10,30]\%)$
- 4) $h \approx [0.20, 0.25]\%/^\circ$
- 5) $|P_{red}-P_{blue}|>0$ color polarimétrico rojo

3.4 Correlación de las medidas de la dispersión con otros parámetros de los cometas

Hay una correlación entre parámetros de las medidas de dispersión con algunos parámetros aportados por otras fuentes. La Tabla 3.2 muestra cómo los cometas ricos en polvo presentan valores altos del máximo de polarización positiva, emisión fuerte de silicatos, alta temperatura de color o supercalentamiento ("superheat") y albedos altos (*Hanner 2003; Kiselev et al. 1999*).

Cometas	Polvo	Temperatura del color	Exceso de emisión de silicatos	P_{max}
C/1975N1(Kobayaski-Berger-Milon) 27P/ Crommelin 23P/Brorsen-Metcalf	Pobre	3-9%	No	$\approx 15\%$ (véase Fig 3.20)
C/1975 VI(West) 22P/Kopff P/1983VI(Hartley-IRAS) 1P/Halley 21P/Giacobini-Zinner C/1987 P1 (Bradfield) C/1988 A1 (Liller) C/1990 K1 (Levy) C/1991 T2 (Shomaker-Levy)	Rico	10-15%	Si	$\approx 25\%$ (véase Fig 2.19)
C/1995 (Hale-Bopp)	Muy Rico	30%	Si	$\approx 30\%$ (véase Fig 2.19)

Tabla 3.2 Valores de los parámetros de la abundancia de grano, el exceso de temperatura del color, la emisión de silicatos y el valor de P_{max} para algunos cometas (*Kiselev et al. 1999*)

Las características de emisión de los silicatos y el exceso de la temperatura del infrarrojo son parámetros que se obtienen de las medidas de emisión térmica en los cometas. El exceso de temperatura se asocia a granos pequeños de carbono o granos de silicato con absorción (Hanner *et al.* 1998). Por otro lado el exceso de emisión de silicatos parece que está asociado al tamaño del grano de los mismos (Hanner *et al.* 1987). Para ilustrar esta dependencia se muestra la Figura 3.22 en la que se observa como el espectro de emisión de granos pequeños de silicato presenta un máximo muy acusado, característica muy pronunciada para granos de radio $r \leq 1 \mu\text{m}$. Por el contrario para granos de radio mayor que un micrómetro la fuerza relativa de este pico disminuye hasta que deja de ser evidente.

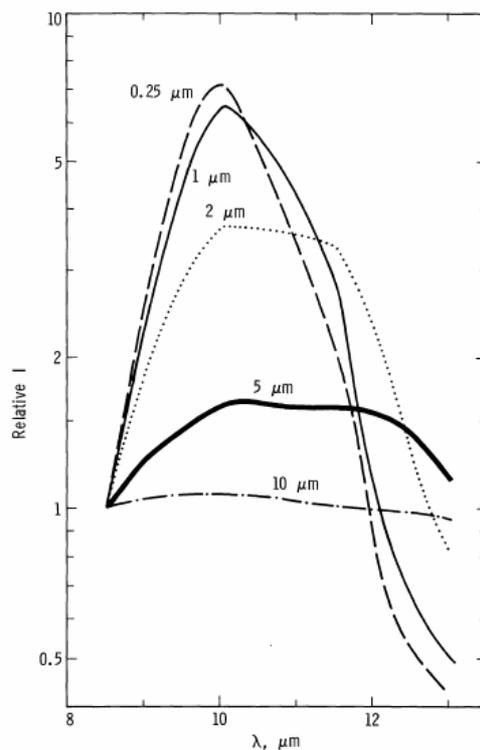


Fig 3.22 Espectro de emisión calculado para granos de silicato pequeños a $T = 330 \text{ K}$ basados en los índices de refracción del olivino desordenado (Krätschmer & Huffman 1979)

La Figura 3.23 muestra la prominencia de la emisión de silicatos y el supercalentamiento para doce cometas en función de la distancia heliocéntrica. Se aprecia que tanto la característica de emisión de los silicatos como el supercalentamiento toman valores más altos en el cometa Hale-Bopp que en el resto de cometas.

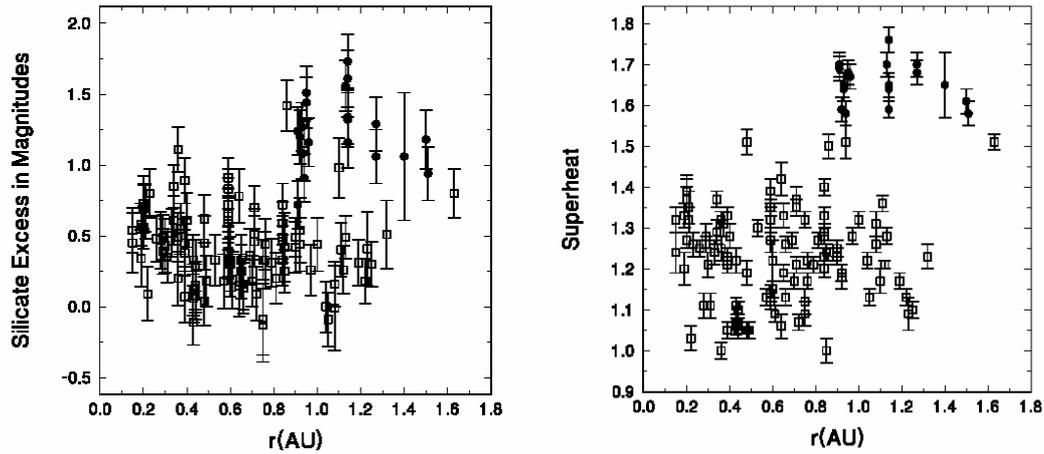


Fig 3.23 El exceso de silicatos (derecha) y el supercalentamiento (izquierda) en función de la distancia heliocéntrica para el cometa Hale-Bopp (●) y otros 11 cometas (□) (Gehrz & Ney 1992; Mason et al. 1998; Mason et al. 2001)

La Figura 3.24 muestra la correlación que existe entre el exceso de silicatos y el supercalentamiento.

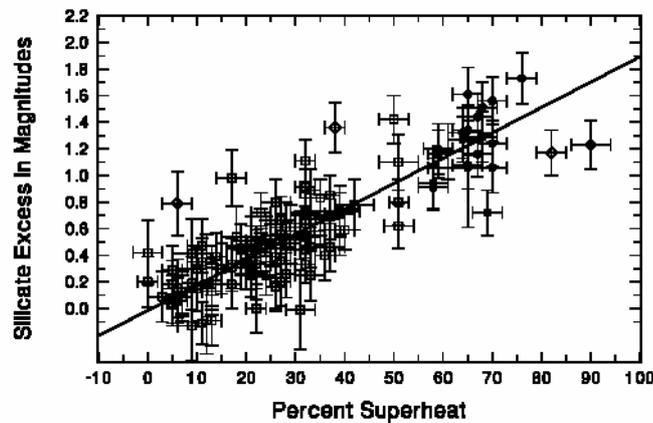


Fig 3.24 Correlación entre el exceso de silicatos y el supercalentamiento para el cometa Hale-Bopp (●) y otros 11 cometas (□) (Gehrz & Ney 1992; Mason et al. 1998; Mason et al. 2001). La relación lineal (línea continua) viene representada por $y=0.0191x - 0.0146$ con un coeficiente de correlación de 0.87

A partir de las medidas de supercalentamiento y del exceso de emisión de silicatos (Gehrz & Ney 1992; Williams et al. 1997) se observa que los cometas se pueden dividir en dos clases en cuanto a la emisión infrarroja (IR). Los de tipo I que muestran un continuo de emisión que se corresponde con un supercalentamiento bajo y ausencia o una emisión muy débil de silicatos; y los de tipo II, que muestran un continuo de emisión con un supercalentamiento y

una emisión de silicatos alta. Muchos de los cometas mantienen un tipo de IR durante todo el curso de sus medidas. Sin embargo algunos cometas pueden presentar conductas variables entre los dos tipos durante su paso cerca del sol. Por ejemplo, el cometa P/Halley presenta cambios intermitentes entre los dos tipos de IR. Tokunaga et al. (1986,1988) mostraron que para $r > 1.5$ U.A. el cometa P/Halley presenta características de IR de tipo I, mientras que para $r \approx 1.5$ U.A. el cometa P/Halley tiene IR de tipo II con emisiones intermitentes de tipo I. Los cometas Kohoutek y Hyakutake cambian de manera brusca del tipo I al tipo II a la distancia de 1.5 U.A. y 0.39 U.A. respectivamente. Estos cambios y diferencias en el tipo de IR pueden ser un indicador del tamaño del grano así como de la actividad de los chorros (Gehrz & Ney 1992; Hanner et al. 1987); es decir, que una brusca emisión de silicatos estaría indicando una reciente eyección de grano submicrométrico.

Aunque en la Tabla 3.2 no se ven reflejados valores del albedo, también se da una correlación entre esta magnitud con el resto de parámetros de dicha tabla. La Figura 3.25 muestra el albedo bolométrico (cociente entre la energía total dispersada en todas direcciones por los granos y la energía total incidente) en función del ángulo de scattering θ , para el cometa Hale-Bopp y otros once cometas brillantes.

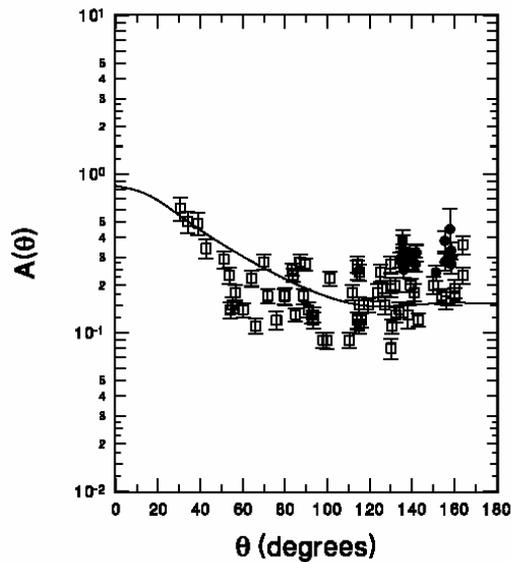


Fig 3.25 Albedo bolométrico en función del ángulo de scattering para Hale-Bopp (●) y otros 11 cometas brillantes (□)

Los valores del albedo bolométrico promedio para el grano cometario oscilan entre 0.1 y 0.3. No obstante, los granos de un cometa individual pueden presentar un alto grado de variabilidad temporal. A modo de ejemplo, el P/Halley tiene un valor promedio del albedo de 0.2 para un ángulo de scattering de 130° . A pesar de ello, el valor más bajo del albedo para este cometa es 0.08 y se dio cuando la emisión de silicatos fue nula. Se aprecia una correlación entre albedo bajo y ausencia de emisión de silicatos.

El cometa Crommelin es el que presenta un valor más bajo del albedo. Además, según la Tabla 3.3 es un cometa pobre en polvo de IR de tipo I con un supercalentamiento bajo y P_{\max} de valor pequeño.

3.4.1 La composición y el comportamiento del grano en el cometa Hale-Bopp

Se puede observar en la Tabla 3.2 y en las Figuras 3.23, 3.24 y 3.25 que la composición y el comportamiento del polvo en el cometa Hale-Bopp es absolutamente atípico. No es simplemente que el cometa tenga un contenido en polvo extraordinariamente elevado comparado con otros cometas sino que éste también parece de un tipo y de una composición inusual. Hay una serie de anomalías curiosas aunque no queda muy claro cuáles son su significado:

- 1) Presenta un exceso de emisión de silicatos mayor que en cualquier otro cometa previamente observado (Figura 3.23).
- 2) Hay un componente importante de granos de polvo muy pequeños, existiendo ciertas evidencias de que éstos son de un diámetro extraordinariamente pequeño comparado con otros cometas (*Mason et al. 2001*).
- 3) Los granos son extraordinariamente calientes. El llamado supercalentamiento ha sido el mayor detectado jamás (Figura 3.23).
- 4) El albedo de los granos es inusualmente grande, cerca de un 40% (Figura 3.25).

3.5 El hielo como constituyente del grano cometario

Hay evidencias indirectas de granos de hielo a grandes distancias heliocéntricas. Según Enzian et al. (1998), la producción de agua no se explica solamente por la sublimación de los gases en la superficie del núcleo sino también por la sublimación del hielo en los granos que se desprenden del núcleo. Lellouch et al. (1998) pusieron de manifiesto (a partir de la huella espectral del grano en el cometa Hale-Bopp observado por el ISO a una distancia de ≈ 2.9 U.A.) la existencia de hielos de H_2O a partir de la detección de los picos en 44 y 65 μm y la posible característica de absorción a 3.1 μm . La mejor región espectral en longitudes de onda infrarrojas en el resto de los cometas para buscar el hielo es la banda de absorción fundamental en 3 μm (*Hanner 1984; Tokunaga 1986*). Justo en dicha zona espectral se produce un incremento de la luz dispersada hacia longitudes de onda más corta y un aumento de la emisión térmica del polvo hacia longitudes de onda mayores. El hielo amorfo de H_2O no presenta rasgo espectral alguno en 65 μm ; la presencia en el espectro del Hale-Bopp de un exceso de emisión en 65 μm indica hielos de H_2O cristalinos (*Grün et al. 2001*). También hay

algún estudio sobre el tiempo de vida medio de los hielos en los granos (*Mukai 1986; Mukai et al. 1986*). Estos autores concluyen que el tiempo de vida depende de la distancia heliocéntrica.

En nuestros modelos consideraremos que las partículas podrán tener una composición y estructura variables, conteniendo una cierta proporción de hielo, carbono y silicatos, y con estructuras tanto porosas como compactas. También se considerarán distribuciones de tamaños. La distribución de tamaños es un parámetro importante; de hecho es imposible evaluar otros parámetros del grano si la distribución permanece desconocida. Fulle (1999) revisa toda la información relacionada con la distribución de tamaños llegando a la conclusión de que una **ley de potencias de exponente negativo** es adecuada para representar la función de distribución de tamaños. La dependencia de la distribución de tamaños con el tiempo puede caracterizarse simplemente a través de la dispersión de los valores del **exponente de la distribución** (α), que suele estar comprendido entre 1.5 y 4.

CAPÍTULO 4

MODELO DE DISPERSIÓN DE LUZ POR PARTÍCULAS IRREGULARES

4.1 Medidas de dispersión por partículas irregulares

Como se ha mencionado en el capítulo 2, las medidas de la intensidad y del grado de polarización lineal que adquiere la luz dispersada por un sistema de partículas en función del ángulo de scattering, constituyen una fuente de información sobre las propiedades del sistema de partículas que dispersa la luz. De esta manera se puede obtener información sobre distribuciones de tamaños, geometrías y composición de las partículas que intervienen en el proceso. Vamos a restringir la descripción a las medidas de dispersión de luz producida por cuerpos del Sistema Solar sin atmósfera (*Atmosphereless Solar System Bodies, ASSBs*) y a las medidas de ciertos análogos cometarios que se realizan en el laboratorio.

4.1.1 Medidas de dispersión en cuerpos del Sistema Solar

Las observaciones de la luz dispersada por los ASSBs: asteroides, satélites, planetas, anillos planetarios, cometas y partículas de polvo interplanetarias (*Rosenbush et al. 2002*) pueden presentar algunas de las siguientes características:

1) En cuanto a la intensidad:

- i. Un incremento del brillo no lineal hacia los ángulos de fase más pequeños, que se conoce como *brightness opposition effect (BOE)*. Para ángulos de fase cada vez más próximos a 0° , el brillo aumenta de una forma mucho mayor que la que cabría esperar de una simple ley de reflexión difusa. Este fenómeno fue observado por primera vez en las superficies de la Luna y Marte (que aunque tiene atmósfera, es ópticamente delgada en el visible).

2) En cuanto a la polarización:

- i. Un pico de polarización negativo estrecho, asimétrico y localizado a pocos grados de la dirección de *backscattering*. Este pico se conoce como *polarization opposition effect (POE)*.

- ii. Un pico de polarización negativo más ancho, simétrico, con forma parabólica y que puede extenderse hasta los 30°, que es conocido como **negative polarization branch (NPB)**.
- iii. Una zona de polarización positiva más ancha y cuyo máximo de polarización P_{max} , normalmente aparece alrededor de 90-100° y presenta forma acampanada. Esta característica es también común a cometas y superficies de satélites.

En la Figura 4.1 se presenta una comparación entre POE (línea discontinua) y NPB (línea continua)

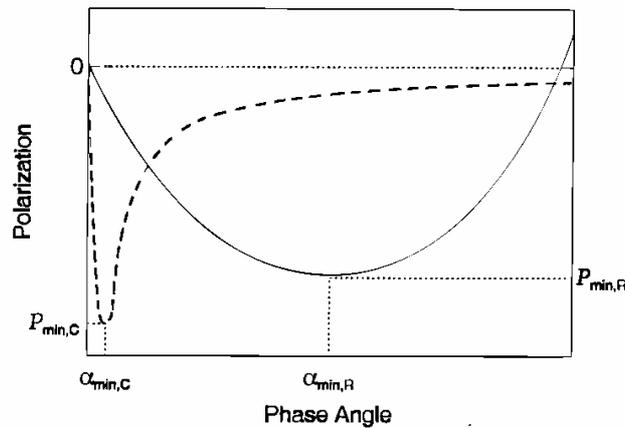


Fig 4.1 Comparación entre la rama negativa de polarización (línea continua, subíndice R) y el pico de polarización negativa (línea discontinua, subíndice C)

Muchas medidas de intensidad de los ASSBs presentan BOE. En cuanto a la curva de polarización, de las dos primeras características de polarización, algunos de los cuerpos del Sistema Solar sólo presentan la NPB, mientras que otros presentan tanto la NPB como el POE. La tercera de las características aparece en todas las medidas, aunque el valor del máximo de polarización P_{max} puede variar bastante de unos cuerpos a otros. Por ejemplo, medidas de la curva polarización lineal en algunos de los satélites de Júpiter como Io, Europa y Ganímedes muestran claramente las ramas de POE y NPB al mismo tiempo (véase Figura 4.3) y lo mismo se observa en las medidas de los anillos de Saturno (*Rosenbush et al. 1997*). Las medidas de polarización en la mayoría de asteroides muestran sólo NPB pero, dependiendo del asteroide, se tienen distintos valores de sus parámetros (P_{min} , V_{min} , V_0 , h_1 y h_2) (*Chernova et al. 1993*; *Zellner & Gradie 1976*).

En el apartado 3.3 del capítulo 3 se vieron las características de las medidas de polarización lineal y función de fase en los cometas y se introdujeron los parámetros más significativos de estas curvas. De acuerdo con estas medidas, la curva de polarización lineal en los cometas sólo presenta la NPB. En cuanto a las medidas de brillo ya se vio que éstas son muy escasas, especialmente para valores de ángulo de fase muy pequeños. Sólo hay

observaciones fotométricas para ángulos de fase menores de 1° para un cometa, el 28P/Meujmin 1 (Delahodde et al. 2001).

La Figura 4.2 muestra medidas de la función de fase para el cometa 1P/Halley (a, izquierda) y de la NPB para el cometa Halley y P/Ashbrook-Jackson (b, derecha). El BOE en el cometa P/Halley es sólo de un 20% aproximadamente. Comparándola con la función de fase del polvo interplanetario se observa que el BOE de los cometas es más pronunciado. También la función de fase de los cometas es muy distinta de aquella que muestran los asteroides con albedo bajo, los cuales sí muestran un BOE pronunciado.

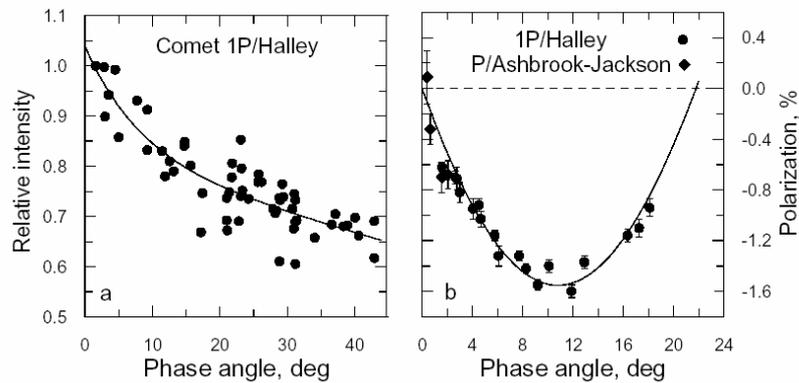


Fig 4.2 Curva de la función de fase del cometa 1P/Halley (a) (Schleicher et al 1998) y la curva de rama negativa de polarización para los cometas (b) 1P/Halley (Chernova et al. 1993) y P/Ashbrook-Jackson (Kiselev et al. 1996)

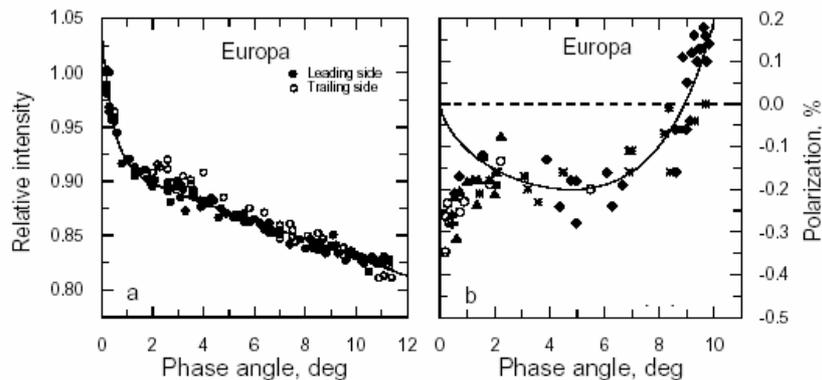


Fig 4.3 Curva de brillo(a), la rama de polarización negativa y el efecto de oposición de polarización (b) para el satélite Europa

Entre los ASSBs se puede distinguir los cuerpos constituidos por partículas irregulares separadas unas de otras (cola de polvo cometaria y partículas interplanetarias) y los cuerpos cuyas superficies están cubiertas por pequeñas partículas o fragmentos irregulares de roca que se producen por erosión y choques (superficies de asteroides, satélites, planetas y anillos planetarios). Las medidas de dispersión en ambos casos presentan gran similitud, aunque puede ocurrir que el mecanismo físico que las explique no sea el mismo.

4.1.2 Medidas de dispersión en el laboratorio

Las medidas de laboratorio pueden ser de gran ayuda para obtener las propiedades de dispersión o la matriz de scattering de sistemas de partículas que no pueden ser analizadas directamente por su inaccesibilidad (asteroides, cometas, etc). Por un lado, se tiene la posibilidad de realizar medidas de dispersión simple (Hovenier et al. 2002) de partículas en suspensión. Por otro, también se pueden realizar medidas de dispersión de pequeñas partículas cubriendo una superficie (Shkuratov et al. 2002).

La Figura 4.4 muestra los resultados de las medidas de dispersión simple de la luz en el laboratorio de una muestra del meteorito Allende (Muñoz et al. 2000). Estas medidas y algunas otras realizadas con otros materiales (Volten et al. 2001; Muñoz et al. 2001) muestran un ligero incremento en la dirección de *backscattering* en la función de fase y una curva de polarización que sólo presenta NPB. La figura 4.5 representa una muestra de partículas obtenidas a partir del meteorito Allende que se utilizan en dichas medidas.

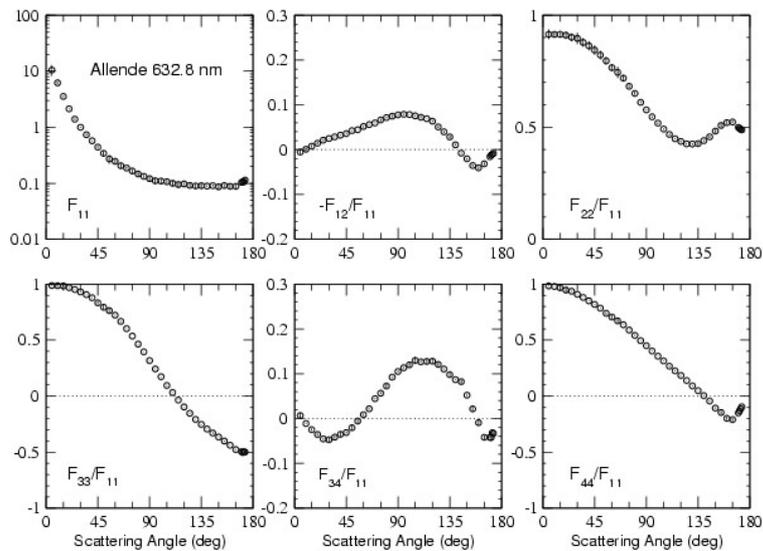


Fig 4.4 Todos los elementos de matriz de scattering para una muestra de partículas del meteorito allende 632.8 nm (Muñoz et al. 2000)

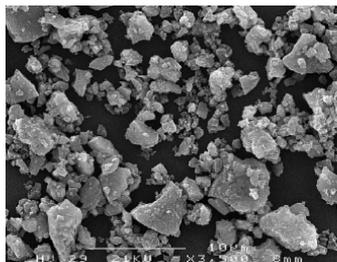


Fig 4.5 Muestra de partículas obtenida a partir del meteorito Allende (Muñoz et al. 2000)

En la Figura 4.6 se representa la intensidad y el grado polarización lineal en función del ángulo de fase para dos tipos de partículas cubriendo una superficie: partículas de bajo albedo (carburo de boro) y de alto albedo (óxido de aluminio) con tamaños de 3 μm (izquierda) y 30 μm (derecha). Se observa que con las partículas brillantes no aparece ninguna rama negativa; sin embargo, con partículas oscuras, la rama negativa de polarización sí se presenta. Además, parece existir una dependencia entre la forma de la rama negativa y el tamaño de la partícula (Shkuratov et al. 2004). En el caso de partículas oscuras, la rama negativa de polarización parece evolucionar desde la forma de NPB hacia la forma de POE al incrementar el tamaño promedio de las partículas (véase Figura 4.4 b). Parece ser que hay una dependencia entre el tipo de material, el tamaño del grano y el grado de compactación de mismo (Shkuratov et al. 2002).

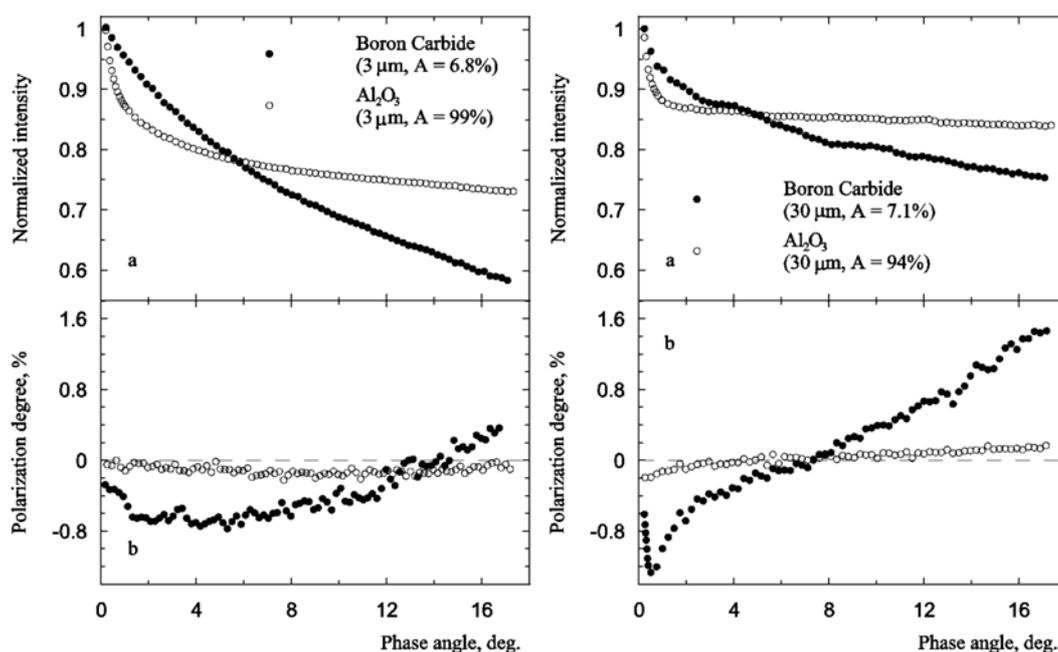


Fig 4.6 Curvas de intensidad normalizadas (a) y grado de polarización lineal (b) para muestras de aluminio (o) y carburo de boro (•) para partículas de un tamaño promedio de 3 μm (izquierda) y 30 μm (derecha) (Shkuratov et al. 2004)

Shkuratov et al. (2004) han mostrado que la dispersión múltiple puede inducir la NPB cuando las partículas no exhiben la NPB en condiciones de scattering simple y pueden disminuir la NPB si las partículas exhiben la NPB en dichas condiciones. De cualquier modo Shkuratov et al. (2004) sugieren que el pico de NPB es consecuencia de la dispersión simple de las partículas.

4.2 Teorías e intentos para explicar la curva de polarización lineal

El mecanismo del **backscattering coherente** se ha usado para explicar el BOE en los ASSBs (Shkuratov 1985, 1988, 1989; Muinonen 1989; Mischenko 1992). Así mismo, Mishchenko (1993) sugiere que el BOE y el POE que se observan en los anillos de Saturno

tienen también como origen el **backscattering coherente**. Sin embargo, no existe todavía un mecanismo capaz de explicar la NPB satisfactoriamente.

Se han propuesto muchos modelos teóricos intentando explicar la NPB que se observa en los ASSBs. Shkuratov et al. (1994) hacen una revisión crítica de todos estos modelos, presentando alrededor de doce mecanismos físicos como candidatos.

También se ha intentado reproducir la curva de polarización lineal en función del ángulo de fase observada en los cometas a partir de la dispersión simple de cada partícula de un conjunto y sumando posteriormente todas ellas. Los primeros cálculos en esta línea se realizaron para una distribución de esferas (Oishi et al. 1978; Brooke et al. 1987). Un modelo con partículas esféricas absorbentes no explica el incremento en la dirección de *backscattering* observado en los cometas en la función de fase. Sin embargo, las partículas irregulares absorbentes muestran un incremento en la dirección de *backscattering* como se observa en las medidas de laboratorio (e.g. Muñoz et al. 2000). Lumme y Rahola (1998) usando esferas deformadas aleatoriamente y considerando una distribución de tamaños obtienen un pico de intensidad en la dirección de *backscattering* y un ajuste en la polarización muy cercano al observado en los cometas. Zubko y Shkuratov (2002) obtienen un ajuste de la rama negativa con partículas irregulares. Cálculos realizados con partículas absorbentes y porosas (Lumme & Rahola 1994) y con partículas de estructura agregada (Xing & Hanner 1997; Petrova et al. 2000; Kimura et al. 2003) pueden reproducir la rama negativa de polarización más ajustadamente, aunque producen un máximo en la polarización alrededor de 90-100° mucho más elevado que el que muestran las partículas cometarias.

A pesar de todos estos estudios, todavía no hay conclusiones definitivas. Sin embargo la idea de calcular la dispersión simple debido a cada partícula y su posterior suma o promedio, merece ser estudiada con detalle. Por otro lado, el estudio de dispersión de luz por partículas irregulares es un problema complejo debido a los muchos parámetros que intervienen. Por tanto, es importante separar la influencia de los mismos en el proceso de scattering.

Resumiendo, todo lo expuesto hasta ahora hace pensar que la NPB queda asociada a la dispersión simple. Si las partículas están bastante separadas, las unas de las otras, puede ocurrir que predomine la dispersión simple frente a la dispersión múltiple. Este es el punto de partida de esta investigación. Mediante un modelo de computación se intentan reproducir las propiedades de dispersión simple en una situación donde las partículas se encuentran lo suficientemente alejadas las unas de las otras y no están cubriendo una superficie. Para obtener las propiedades de dispersión simple del conjunto se promedian las propiedades de dispersión simple de las partículas individuales.

4.3 Consideraciones generales de un modelo de dispersión de luz por partículas irregulares

En el capítulo 2 se puso de manifiesto que el estudio de las propiedades de dispersión de luz por un conjunto de partículas irregulares estriba fundamentalmente en conocer cuál es la matriz de dispersión del conjunto para todos y cada uno de los ángulos de scattering. Así mismo, se vio que los parámetros más relevantes que intervienen son:

- 1) La relación entre el tamaño de la partícula y la longitud de onda incidente
- 2) La forma y el grado de porosidad de la partícula
- 3) La composición química (índice de refracción) de la partícula y su heterogeneidad

Para abordar el problema de la dispersión de luz por un conjunto de partículas irregulares, se puede optar por la medida directa de la muestra de partículas. Así, en el laboratorio, es posible determinar la matriz de scattering de diversas muestras de polvo de diversos orígenes. Otra opción consiste en definir un modelo de computación que haga posible obtener la matriz de dispersión del conjunto, que es el objetivo de esta tesis. Para ello se calculan las propiedades de dispersión simple de cada partícula haciendo uso de algunas de las técnicas de computación. Posteriormente, promediando según la sección eficaz de scattering se calculan las propiedades de dispersión del conjunto.

La mayor ventaja de usar un modelo de computación radica en la posibilidad de modificar de manera individual alguno de los parámetros implicados en el problema dejando fijos los restantes. Así mismo, el mayor inconveniente, aparte de la limitación en el tamaño, consiste en la dificultad de describir con exactitud la forma de las partículas. Estas pueden ser muy irregulares e incluso porosas, y todas las técnicas de computación tienen sus restricciones en cuanto a la definición de la forma de la partícula.

Se va a proceder de la siguiente forma:

- 1) Se definirá un modelo de computación que permita obtener las propiedades de dispersión simple (matriz de dispersión) de diversos conjuntos de partículas no esféricas tanto con alguna simetría como irregulares
- 2) Se estudiará, sobre la base de los resultados obtenidos, bajo qué circunstancias el modelo podría explicar las curvas de polarización lineal observadas en la cola de polvo de los cometas, para lo que es necesario fijar ciertos parámetros relacionados con el modelo. Entre estos parámetros se encuentran los que tienen que ver con las características físicas del grano, algunas de las cuales son fijas teniendo en cuenta las fuentes de información cometaria.

- 3) Se compararán los resultados con las medidas en laboratorio de dispersión simple de análogos cometarios. De este modo es posible estudiar la naturaleza de los elementos restantes de la matriz de dispersión (las medidas cometarias tan sólo proporcionan información sobre los dos primeros elementos de la matriz de dispersión).

4.3.1 Cálculo de las propiedades de dispersión de una partícula irregular

Para llevar a cabo el cálculo de las propiedades de dispersión simple de una partícula lo primero que hay que hacer es elegir una técnica adecuada de computación de dispersión de luz por partículas irregulares. La idoneidad de la técnica dependerá de las características de la partícula (parámetro de tamaño, forma y composición química). Normalmente, estas técnicas permiten el cálculo de las propiedades de dispersión de una partícula fijada su orientación en el espacio. También ofrecen la posibilidad de obtener sus propiedades de dispersión promediadas en diferentes orientaciones. Para una partícula de radio equivalente r_{eq} , de forma k y con una composición química determinada, fijada la longitud de onda de la radiación incidente λ y el número de orientaciones de la misma, se tienen, entre los posibles resultados de los cálculos, los siguientes:

$$F^k(\theta, \lambda, r_{eq}) \Rightarrow \text{matriz de dispersión}$$

$$Q_{sca}^k(\lambda, r_{eq}) \Rightarrow \text{eficiencia de scattering}$$

Las técnicas de computación de la dispersión simple de la luz por una partícula irregular con una orientación fija, dan como resultado una matriz de dispersión que tiene 16 elementos distintos de cero. Todos estos elementos dependen de la longitud de onda, del radio equivalente de la partícula y del ángulo de scattering.

$$F^k(\theta, \lambda, r_{eq}) = \begin{bmatrix} F_{11}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{12}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{13}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{14}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) \\ F_{21}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{22}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{23}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{24}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) \\ F_{31}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{32}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{33}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{34}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) \\ F_{41}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{42}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{43}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{44}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) \end{bmatrix} \quad (\text{Ec. 4.1})$$

Para obtener el resultado de la dispersión simple de una partícula irregular orientada aleatoriamente en el espacio, el número de orientaciones debe de ser lo suficientemente grande. En estas condiciones, hay elementos de la matriz que se anulan y además se cumple que $F_{12} = F_{21}$ y $F_{34} = -F_{43}$. Esta matriz toma la forma de la Ecuación 4.2 que se conoce como diagonal por bloques.

$$F^k(\theta, \lambda, r_{eq}) = \begin{bmatrix} F_{11}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{12}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & 0 & 0 \\ F_{12}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{22}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_{33}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{34}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) \\ 0 & 0 & -F_{34}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) & F_{44}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) \end{bmatrix} \quad (\text{Ec 4.2})$$

Los códigos de computación para obtener la matriz de dispersión expresada en la Ecuación 4.2 promedian los resultados de la dispersión de la partícula en distintas orientaciones. Es como disponer de una distribución amplia de partículas de igual tamaño en la que es posible encontrar, para cada partícula, otra que sea su correspondiente imagen especular. A mayor número de orientaciones, mayor probabilidad de encontrar la correspondiente partícula “espejo”. Es decir, el resultado de la dispersión de una única partícula orientada al azar es equivalente al de un conjunto de partículas del mismo tamaño pero con distintas orientaciones (todas ellas igualmente probables).

A partir de los elementos de la matriz de dispersión (Ecuación 4.2) se puede obtener la función de fase \mathbf{PH}^k y el grado de polarización lineal \mathbf{P}^k , de la partícula orientada aleatoriamente en el espacio. Así:

$$PH^k(\theta, \lambda, r_{eq}) = F_{11}^k(\theta, \lambda, r_{eq}) \quad (\text{Ec 4.3})$$

$$P^k(\theta, \lambda, r_{eq}) = -\frac{F_{12}^k(\theta, \lambda, r_{eq})}{F_{11}^k(\theta, \lambda, r_{eq})} \quad (\text{Ec 4.4})$$

4.3.2 Cálculo de las propiedades de dispersión de un conjunto de partículas irregulares

Se puede calcular la matriz de dispersión de un conjunto de partículas de igual forma pero de distintos tamaños a partir de la Ecuación 4.5. Mediante esta ecuación se calculan los elementos de la matriz de dispersión del conjunto de partículas como una media ponderada según la sección eficaz de scattering de los elementos de la matriz de dispersión de cada partícula.

$$F_{ij}^k(\theta, \lambda) = \frac{\sum_{r_1}^{r_2} n(r) \sigma_{sca}^k(\lambda, r) F_{ij}^k(\theta, \lambda, r) \Delta r}{\sum_{r_1}^{r_2} n(r) \sigma_{sca}^k(\lambda, r) \Delta r}, \quad (\text{Ec 4.5})$$

donde $\sigma_{sca}^k(\lambda, r)$ es la sección eficaz de scattering de la partícula de radio equivalente r , $F_{ij}^k(\theta, \lambda, r)$ es el elemento ij de la matriz de dispersión para dicha partícula, r_1 y r_2 son valores de los radios equivalentes más pequeño y más grande de la distribución de tamaños y $n(r)$ es la función que expresa como es la distribución de tamaños. La sección eficaz de scattering para un tamaño de partícula se obtiene multiplicando el área promedio proyectada por la eficiencia de scattering $Q_{sca}^k(\lambda, r)$, tal y como se expresa en la Ecuación 4.6:

$$\sigma_{sca}^k(\lambda, r) = \pi r^2 Q_{sca}^k(\lambda, r) \quad (\text{Ec 4.6})$$

Si la distribución de partículas está constituida por partículas de distintas formas, además de por tamaños distintos de cada forma, los elementos de la matriz de dispersión del conjunto se pueden obtener promediando de manera análoga a como se ha hecho para la distribución de tamaños. Entonces, para una partícula de forma k , cuyo radio equivalente es r_{eq} , las técnicas de computación permiten obtener el coeficiente de scattering $Q_{sca}^k(\lambda, r_{eq})$ y la matriz de dispersión $F^k(\theta, \lambda, r_{eq})$. Posteriormente, si se tienen m formas distintas de partícula y para cada forma hay una distribución de tamaños representada por la función $n^k(r)$ y se supone que ninguna de las formas predomina sobre la otra, mediante la Ecuación 4.7 se calculan los elementos de la matriz de dispersión del conjunto promediando según la sección eficaz de scattering para formas y tamaños:

$$F_{ij}(\theta, \lambda) = \frac{\sum_{k=1}^m \sum_{r=r_1}^{r_2} n^k(r) \sigma_{sca}^k(\lambda, r) F_{ij}^k(\theta, \lambda, r) \Delta r}{\sum_{k=1}^m \sum_{r=r_1}^{r_2} n^k(r) \sigma_{sca}^k(\lambda, r) \Delta r} \quad (\text{Ec 4.7})$$

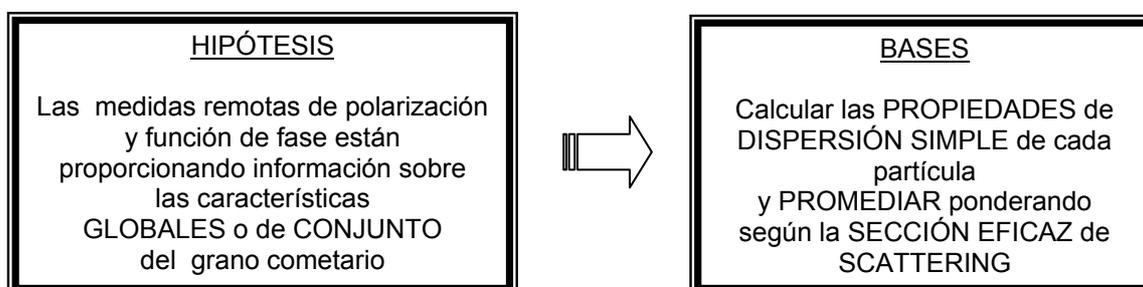
4.4 Aplicación del modelo al grano cometario

De acuerdo con lo descrito en el apartado 2.4 del capítulo 2, se espera que las partículas que constituyen la cola cometaria sean de tamaños variados, de formas irregulares y, en principio, orientadas al azar. Además, la distancia entre las mismas es tal que predomina la dispersión simple. Dicho de otro modo, el grano que constituye la cola de polvo de los cometas es un medio que cumple las características de ser macroscópicamente isótropo y simétrico.

Por otro lado, no se dispone de información sobre la morfología exacta de las partículas de polvo en la cola cometaria, sino de medidas globales de dispersión e información indirecta sobre el grano cometario aportado por distintas fuentes. En el apartado 3.2 del capítulo 3 se expusieron dichas fuentes cometarias y en el apartado 3.3 se vieron con detalle las medidas de dispersión (curvas de polarización lineal y función de fase). Estas curvas contienen en sí mismas, información sobre el propio sistema (los granos). Si usando un modelo se alcanza a

reproducir dichas curvas, se podrá disponer de una herramienta para obtener información sobre el grano cometario.

El esquema siguiente expresa la hipótesis y las bases del modelo para el caso del grano cometario.



Partiendo de la hipótesis y las bases del modelo queda patente que, tanto las distribuciones de tamaños como las de formas, son parámetros relevantes del modelo. Estas distribuciones y las características del grano se fijan, inicialmente, con el fin de poder aplicar el modelo. Esto hace posible obtener los primeros resultados y, a posteriori, compararlos con las medidas de polarización y función de fase en los cometas. Esta comparación, a su vez, orienta sobre como modificar el valor de alguno de los parámetros del modelo manteniendo fijos los restantes. Aplicando de nuevo el modelo se ve como afecta el cambio realizado a los nuevos resultados. Este proceso se puede repetir y, de forma progresiva, se obtiene información sobre el grano.

4.4.1 Valores iniciales de los parámetros del modelo en cometas

Las fuentes de datos cometarios van a permitir dar valores iniciales a los parámetros del modelo. Se debe fijar la longitud de onda de la radiación incidente, la forma, el tamaño y la composición química del grano, las posibles distribuciones de tamaños y de formas del grano en el coma cometario y, finalmente, las técnicas de computación.

4.4.1.1 La longitud de onda de la radiación incidente

La elección del valor inicial de la longitud de onda de la radiación incidente va a depender de la longitud de onda con la que se realicen las medidas de dispersión en cometas. Estas medidas se obtienen en el visible utilizando distintos filtros (en el azul, en el verde y en el rojo). La longitud de onda se elige inicialmente igual a 0.6 μm .

Los cometas presentan color polarimétrico rojo, lo que significa que las medidas de polarización toman valores más altos en el rojo que en el azul. Una vez aplicado el modelo a la longitud de onda de 0.6 μm , se realizan de nuevo algunos de los cálculos a la longitud de onda de 0.45 μm . Esto permite comprobar si las características del grano y las distribuciones de tamaños y formas elegidas son adecuadas para su descripción. Para ello los cálculos de polarización lineal a la longitud de onda de 0.6 μm deben tomar valores más altos que los mismos a 0.45 μm tal y como indican las medidas de polarización en cometas.

4.4.1.2 La forma, el tamaño y la composición química de las partículas

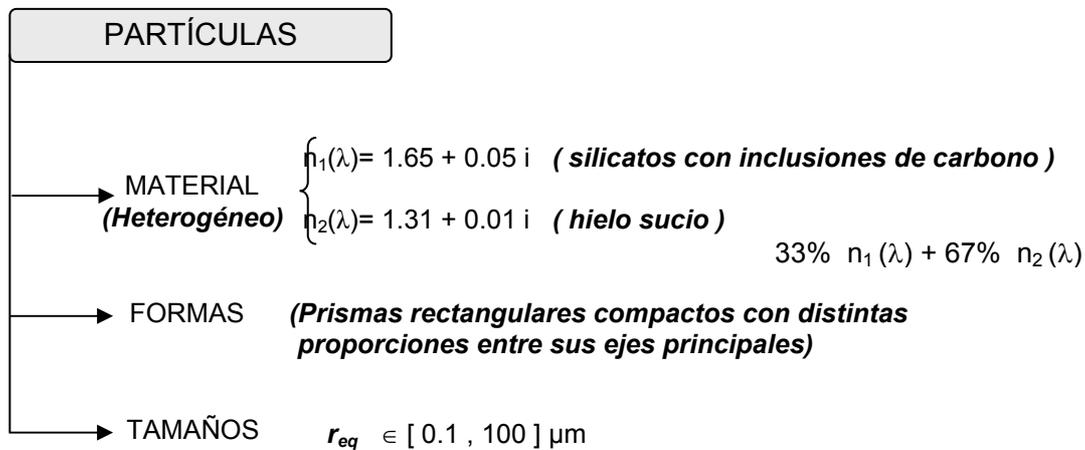
En el capítulo 3 se vio que es posible imaginar dos estructuras para el grano cometario: a) una estructura agregada con porosidad y b) una estructura compacta e irregular. También se vio que el hielo puede, o no, estar sublimado, siendo el resto de constituyentes silicatos y material carbonoso. Los modelos de formación del núcleo cometario y las medidas cometarias indican que la estructura más probable para el grano cometario es una estructura agregada o porosa. Sin embargo, los experimentos en laboratorios de dispersión simple de análogos cometarios muestran que los minerales compactos e irregulares revelan propiedades de dispersión simple muy similares a las observadas en los cometas. No descartando ninguna de las posibilidades, el modelo inicialmente considera que las partículas son compactas, irregulares y heterogéneas. Posteriormente estos parámetros son modificados.

La heterogeneidad de la partícula se obtiene considerando una mezcla de dos materiales diferentes cuyos índices de refracción complejos toman valores de $n_1 = 1.65 + 0.05i$ (silicato con inclusiones de carbono) y $n_2 = 1.31 + 0.01i$ (hielo sucio). El porcentaje de la mezcla es del 33% para n_1 y del 67% para n_2 .

Se ha elegido el prisma rectangular compacto para representar la partícula compacta y no esférica. Con objeto de simular la presencia en la distribución de partículas de formas muy dispares (desde muy aplanadas hasta muy alargadas) se consideran distribuciones de prismas rectangulares con diferentes proporciones entre sus tres ejes principales.

En cuanto al tamaño de las partículas, las medidas *in situ* llevadas a cabo por varias sondas espaciales en el cometa Halley confirman una amplia distribución de tamaños de partículas. A su vez, los resultados de la polarización lineal que se obtienen haciendo uso de las técnicas de computación, confirman que las partículas compactas y absorbentes, con radios equivalentes mucho menores o mucho mayores que la longitud de onda de la radiación incidente, tienen una tendencia a curvas límite (curvas de polarización Rayleigh o Fresnel, respectivamente, tal y como se verá más adelante). En los cálculos se ha considerado un rango de valores de radio equivalente variando entre 0.1 y 100 μm .

El esquema siguiente sintetiza los valores iniciales asignados de la composición química, la forma y el tamaño de las partículas.



4.4.1.3 Distribución de tamaños

Las medidas *in situ* obtenidas en las misiones espaciales, como Vega y Giotto en el caso del cometa Halley (Kissel et al. 1986; McDonnell 1991) han proporcionado valiosa información sobre las distribuciones de tamaños de las partículas de polvo de los cometas. De los impactos en los detectores de la sonda Giotto se infiere una amplia distribución de masas de las partículas en la cola del cometa Halley. Si se traslada esto a tamaños, asumiendo una densidad de grano de 1gcm^{-3} , se obtienen tamaños que van desde los nanómetros a centímetros, que se distribuyen según una ley de potencias de exponente negativo, $n(r) \approx r^{-\alpha}$ (siendo α constante).

Por otro lado, los análisis fotométricos de la cola llevados a cabo en varios cometas muestran que las distribuciones de tamaños de los cometas quedan, generalmente, bien representadas mediante una ley de potencias con un índice de potencias negativo. Este índice varía entre $\alpha = 2.5$ y $\alpha = 3.9$ (Fulle 1999). Una reciente interpretación del espectro infrarrojo del cometa Hale-Bopp, en la línea de estos resultados, revela la presencia de partículas con índice variando entre $\alpha = 3.3$ y $\alpha = 3.6$ (Moreno et al. 2003). Así mismo, señales de radar de al menos tres cometas han mostrado la presencia de granos grandes en el interior de la cola (Harmon et al. 1999). Aunque estas partículas son menos abundantes que las partículas de tamaño submicrométrico, todos estos datos confirman una amplia distribución de tamaños de partículas que deberán de ser tenidas en cuenta para explicar las propiedades de dispersión simple del polvo cometario.

Según Haner & Hayward (2002), a partir de las medidas *in situ* en el cometa Halley, la distribución de tamaños en este cometa puede quedar representada por una ley de potencias

de exponentes negativos con cuatro índices diferentes: $\alpha_1 = 1.8$, $\alpha_2 = 3.8$, $\alpha_3 = 1.5$ y $\alpha_4 = 3.7$, dependiendo de los tamaños (véase Fig 4.7).

La Figura 4.7 resume la información sobre la distribución de tamaños y valores razonables de los índices de la ley de potencias usados para realizar los cálculos. Estos valores son $\alpha_1 = 1.8$ para partículas cuyos radios equivalentes son menores de $1 \mu\text{m}$ y $\alpha_2 = 3.8$ para partículas con radios equivalentes que varían entre 1 y $100 \mu\text{m}$.

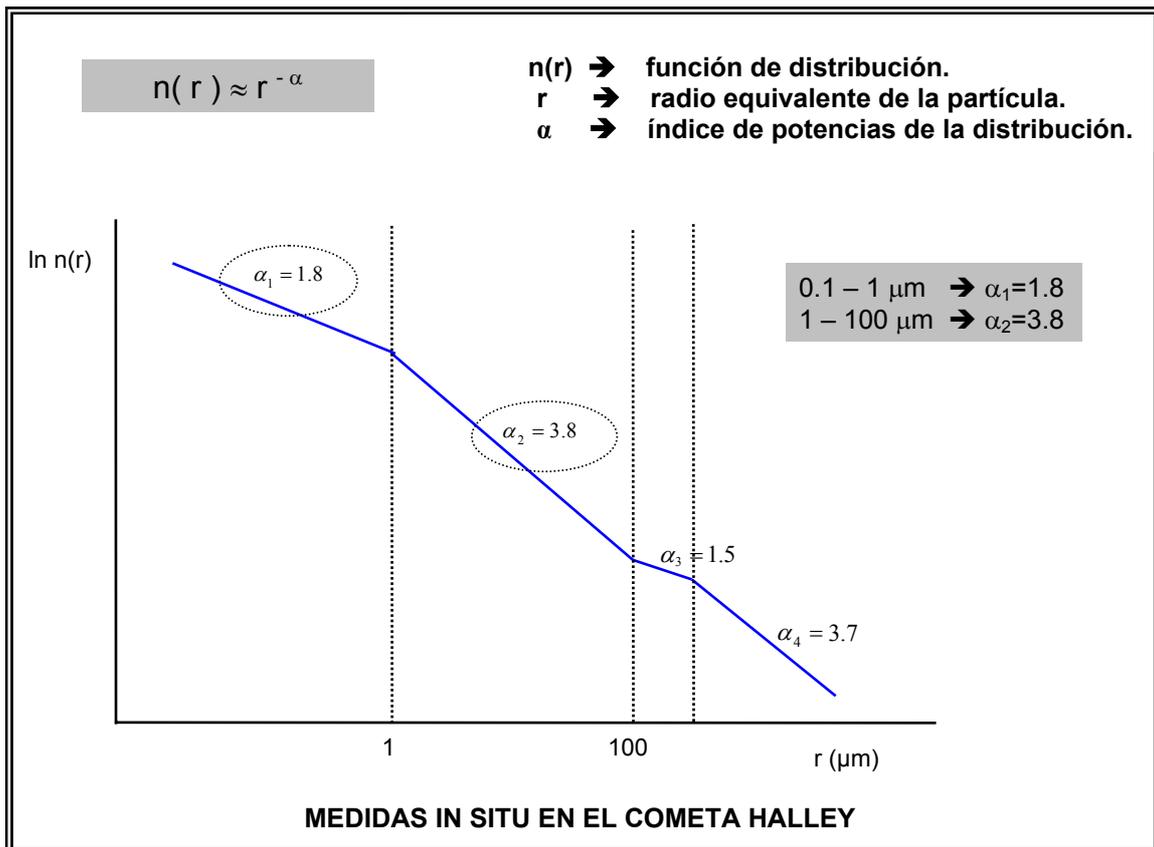


Fig 4.7 Forma de la distribución de tamaños y sus características obtenida de las medidas in situ en el cometa Halley

Se espera que cambios en los valores de los índices de potencia α_1 y α_2 , afecten a los resultados. Un aumento de estos valores, dado que son los índices en una ley de potencias de exponente negativo, significará un incremento del número de partículas de tamaño menor.

4.4.1.4 Distribución de formas

Uno de los mayores inconvenientes que presenta el uso de un modelo de computación para estudiar la dispersión de luz por el grano cometario consiste en la dificultad de describir con exactitud las formas de las partículas. El grano cometario puede ser compacto o poroso y, con toda probabilidad, irregular. Todas las técnicas de computación tienen sus restricciones en

cuanto a la definición de la forma de la partícula. Hay que tener en cuenta estas restricciones al reproducir las posibles formas del grano en un amplio rango de valores de parámetro de tamaño.

Para los prismas rectangulares, que constituyen la forma usada inicialmente, en principio, se han considerado tres prismas rectangulares heterogéneos con proporciones entre sus tres ejes principales distintos que son **5:5:1**, **5:1:1** y **1:1:1**. Estas formas van desde un prisma muy alargado (**5:1:1**) (“*lápiz*”), uno muy plano (**5:5:1**) (“*baldosa*”) y un cubo (**1:1:1**) (“*cubo*”). De este modo se consideran prismas rectangulares con formas límite que podrían ser encontrados en una muestra representados con un mínimo de formas. A posteriori se ha incrementado el número de prismas rectangulares con diferentes proporciones entre sus ejes principales a un total de nueve, con el fin de tener una distribución de formas más amplia. La relación entre los ejes principales de los prismas rectangulares añadidos es de **5:3:1**, **5:2:1**, **2:1:2**, **4:3:4**, **5:4:2** y **5:4:1**.

La Figura 4.8 muestra las características de la distribución inicial de formas. Dicha distribución vamos a suponer que es constante, es decir, ninguna de ellas predomina sobre la otra (tres formas iniciales, que son “*baldosa*”, “*lápiz*” y “*cubo*”, y otras cinco formas añadidas posteriormente).

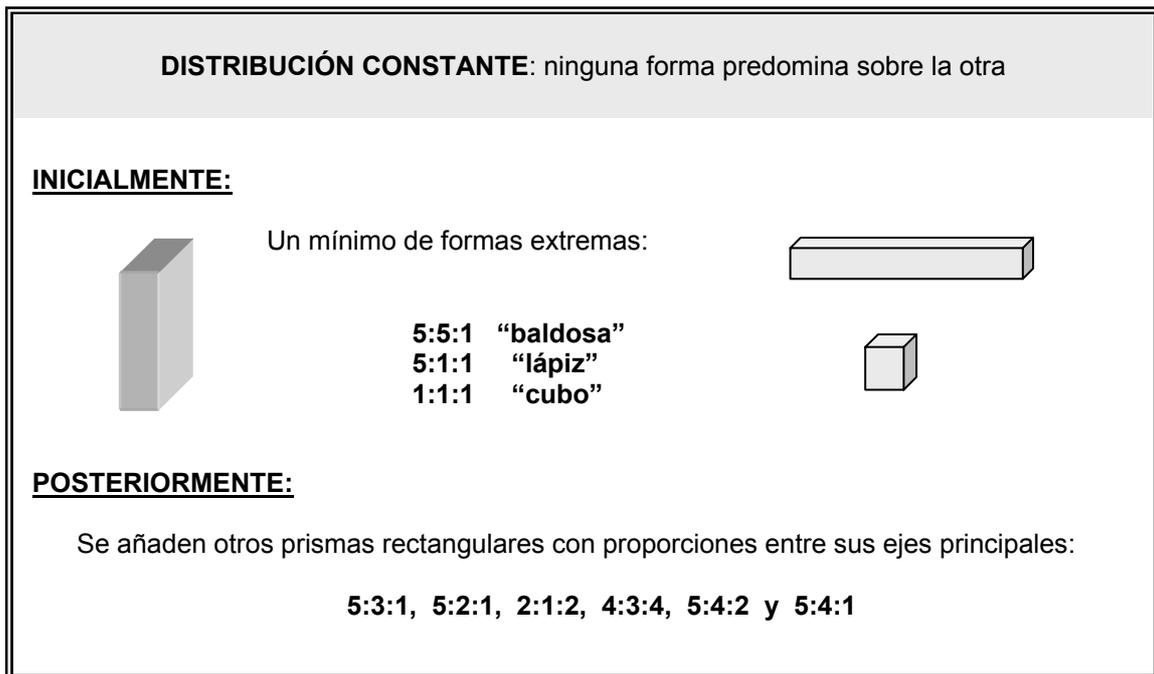


Fig 4.8 Distribución de formas seleccionada inicialmente para reproducir del grano cometario

4.4.2 Las técnicas de computación

Para realizar el cálculo de la dispersión por partículas cubriendo un amplio rango de parámetros de tamaño a una longitud de onda fija, es necesario usar más de un código de

computación. Como el valor inicial fijado de longitud de onda de la radiación incidente es 0.6 μm y los radios equivalentes de los granos están comprendidos entre 0.1 y 100 μm , los valores del parámetro de tamaño varían entre 1 y 1000. Para cubrir este rango de parámetros de tamaño y dado que la forma seleccionada para las partículas es de prisma rectangular compacto se pensó, en un principio, en utilizar tres códigos de computación (DDA, FDTD y RT). La tabla 4.1 expresa los rangos de parámetro de tamaño y de radio equivalente que se pueden cubrir con dichos códigos.

CÓDIGO DE COMPUTACIÓN	DDA	FDTD	RT
PARÁMETRO DE TAMAÑO	[1, 15]	[1, 40]	>40
RADIO EQUIVALENTE (μm)	[0.1, 1.5]	[0.1 , 5]	[5 , 100]

Tabla 4.1 Parámetros de tamaños y radio equivalente que cubren los código de computación Discrete Dipole Approximation (DDA), Finite Difference Time Domain (FDTD) y Ray Tracing (RT)

El intervalo de tamaños entre 0.1-100 μm se ha dividido en tres intervalos. El primer de ellos contiene partículas cuyos radios equivalentes varían entre 0.1-1.0 μm . Para estos cálculos se ha seleccionado el código DDA (*Draine & Flatau 2000*). El intervalo con radios equivalentes variando entre 10-100 μm contiene partículas mucho más grandes que la longitud de onda de la radiación incidente. Para estos cálculos se ha usado el código RT (*Macke 1991*). El intervalo de partículas de tamaño comprendido entre 1 y 10 μm no es posible considerarlas con el código DDA debido a los grandes requerimientos de CPU y de memoria. En un principio, se pensó en utilizar el código FDTD. Sin embargo, se comprobó que no era posible, con las restricciones de CPU y memoria usar ese código para dichos tamaños de partícula. No obstante, se ha comprobado que en esta región intermedia de tamaños es posible estimar los valores de los parámetros correspondientes de la matriz de scattering examinando los resultados que producen tanto el DDA como el RT para tamaños menores y mayores, respectivamente. Más adelante en el capítulo 5 y 6 se verá el porqué no es necesario realizar los cálculos en esta zona.

En la Figura 4.9 se muestran las técnicas de computación que se utilizan para realizar los cálculos según las partículas sean del orden de la longitud de onda o mayores.



Fig 4.9 Técnicas de computación utilizadas al aplicar el modelo al grano cometario

El DDA permite definir partículas de formas muy diversas y de composición heterogénea. El RT sólo es aplicable a partículas homogéneas, es por ello que se utilizará la regla de Maxwell-Garnett para obtener el índice de la mezcla. En el capítulo 5 se verán detalles sobre estas dos técnicas.

4.4.3 Aplicación del modelo según los parámetros del grano seleccionados

Una vez fijados los parámetros del modelo, se simulan las propiedades de dispersión a partir de una distribución amplia de tamaños de prismas rectangulares de composición heterogénea (hielo “sucio” y silicato con inclusiones de carbono amorfo) y diferentes proporciones entre sus tres ejes principales (véase figura 4.10) con objeto de estudiar bajo qué condiciones podrían reproducirse las características básicas de las propiedades de dispersión simple del grano cometario. La forma elegida para las partículas no es realista, considerando que se intenta representar el grano cometario pero, incluso así, se pretende mostrar que tales distribuciones pueden dar una aproximación razonable a una situación real.

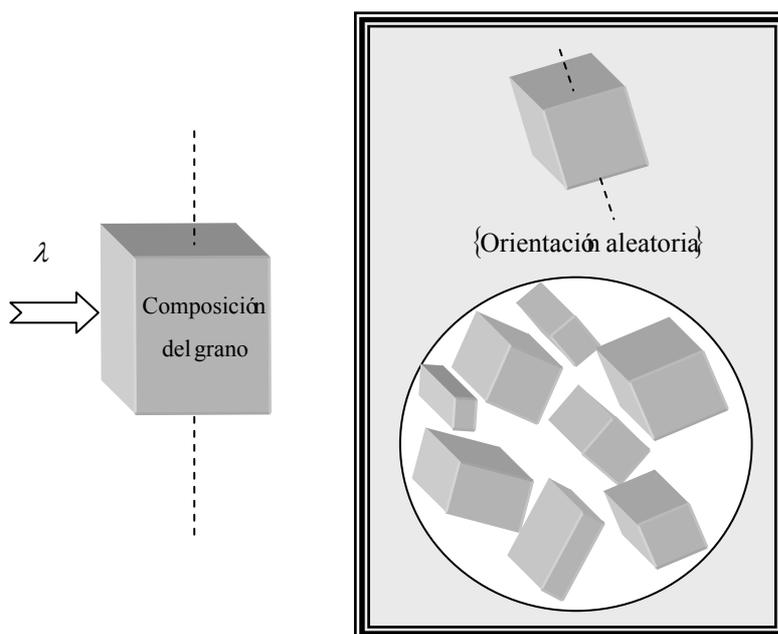


Fig 4.10 Distribución de prismas rectangulares con diferentes proporciones entre sus ejes principales y orientados aleatoriamente en el espacio

Como ya se vio en el capítulo 2, las partículas cometarias tienen, en principio, todas las orientaciones igualmente probables. En algunos cometas, como el Hale-Bopp, se ha detectado un cierto grado de polarización circular (menor que 0.25%) (Rosenbush et al. 1997, Manset &

Bastien 2000), lo que podría indicar que los granos están parcialmente alineados, aunque también podría ser la consecuencia de la dispersión múltiple en las regiones más cercanas al núcleo. Hay que tener en cuenta que sólo en el Hale-Bopp y otros grandes cometas ha sido detectada la polarización circular, lo que parece indicar que más bien es la segunda hipótesis la más plausible. Es por eso por lo que aquí se va a suponer que las partículas están orientadas al azar. Si en los cálculos se usa un número suficientemente alto de orientaciones, la matriz de dispersión tenderá a ser diagonal por bloques.

MATRIZ DE DISPERSIÓN DIAGONAL POR BLOQUES

$$\begin{pmatrix} F_{11}(\theta) & F_{12}(\theta) & 0 & 0 \\ F_{12}(\theta) & F_{22}(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_{33}(\theta) & F_{34}(\theta) \\ 0 & 0 & -F_{34}(\theta) & F_{44}(\theta) \end{pmatrix}$$

Para poder aplicar el modelo se han de obtener las propiedades de dispersión para **cada** partícula. Obtener las propiedades de dispersión de cada partícula significa tomar **muestras** de tamaños suficientes dentro de un intervalo de tamaños con radios equivalentes comprendidos entre 0.1 y 100 μm . Para aquellas partículas cuyo radio equivalente es cercano a la longitud de onda se han tomado 35 muestras (como se verá en el capítulo 5) distribuidas linealmente en el intervalo 0.1-1.0 μm . Para partículas cuyo radio equivalente es mayor que la longitud de onda se toman solo 7 muestras (en este caso no son necesarias tantas muestras ya que aparece un comportamiento límite de las propiedades de dispersión y las curvas que se obtienen son muy parecidas entre sí).

Para realizar los cálculos de las propiedades de dispersión para cada partícula se procede seleccionando un radio equivalente dentro del intervalo y una relación entre los ejes principales del prisma rectangular, considerándose 2000 orientaciones de la misma, que representa un número adecuado para que los elementos de la matriz que han de ser cero efectivamente tiendan a ese valor, pero sin incrementar de forma alarmante el tiempo de CPU (como se verá en el capítulo 5). Entonces, según se cumpla que el $r_{eq} \sim \lambda$ ó que $r_{eq} \gg \lambda$, se hacen los cálculos con el DDA ó RT.

La Figura 4.11 resume la situación de modo que para una partícula de radio equivalente r_{eq} , forma k y a la longitud de onda λ después de aplicar la técnica de computación adecuada, se obtienen como resultados el coeficiente de scattering $Q_{sca}^k(\lambda, r_{eq})$ y la matriz de dispersión $F^k(\theta, \lambda, r_{eq})$ para todos y cada uno de los ángulos de scattering.

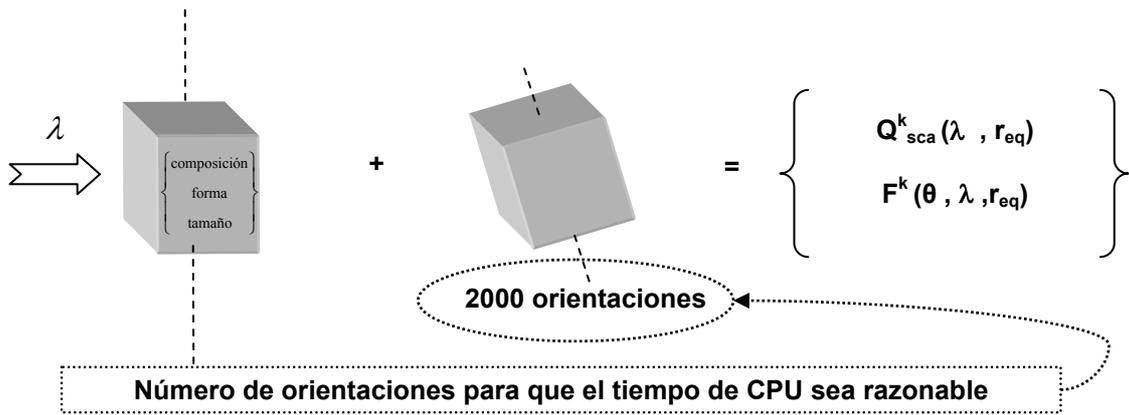


Fig 4.11 Esquema del cálculo de la dispersión de luz de una partícula orientada al azar y sus resultados

Para proceder a la obtención de la matriz de dispersión, se hace uso de los resultados de los cálculos obtenidos para cada partícula. Se supone una distribución de prismas rectangulares compuesta por nueve formas distintas (**5:5:1, 5:1:1, 1:1:1, 5:3:1, 5:2:1, 2:1:2, 4:3:4, 5:4:2** y **5:4:1**) de modo que ninguna forma predomina sobre la otra (distribución constante) una ley de distribución de tamaños en forma de ley de potencia de exponente negativo igual para cada forma y con valores de los índices de potencia de $\alpha_1 = 1.8$ para tamaños comprendidos entre 0.1-1.0 μm y de $\alpha_2 = 3.8$ para tamaños variando entre 1 y 100 μm . Todo lo cual se expresa en el esquema siguiente:

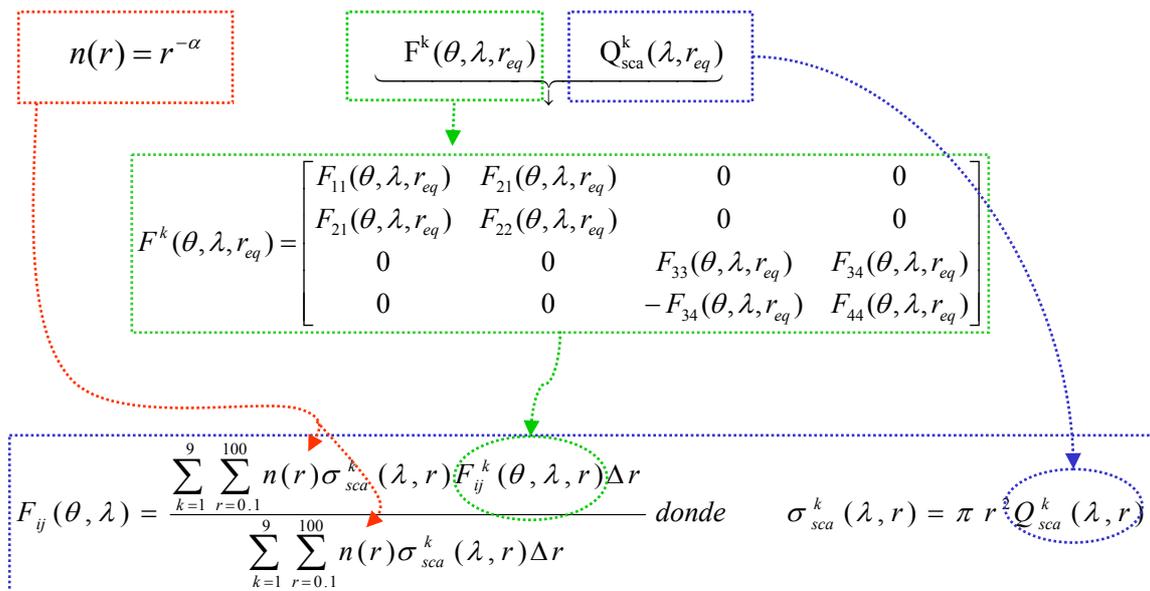


Fig 4.12 Cálculo de las propiedades de dispersión para una distribución de tamaños y formas en el caso del grano comético

Una vez se han calculado los elementos de la matriz de dispersión se pueden obtener las curvas de la función de fase $F_{11}(\theta, \lambda)$ y el grado de polarización lineal $-F_{12}(\theta, \lambda)/F_{11}(\theta, \lambda)$ para cada ángulo de scattering y compararlas con los resultados de las medidas de dispersión en cometas o con las medidas realizadas para muestras minerales o análogos cometarios en el laboratorio en cuyo caso se pueden comparar también con los cocientes $F_{22}(\theta)/F_{11}(\theta)$, $F_{33}(\theta)/F_{11}(\theta)$, $F_{34}(\theta)/F_{11}(\theta)$ y $F_{44}(\theta)/F_{11}(\theta)$.

CAPÍTULO 5

TÉCNICAS DE COMPUTACIÓN

5.1 Algunas técnicas de cálculo de dispersión de luz y sus restricciones de uso

En el capítulo 2 se vio que la teoría de Mie (*Mie 1908; Debye 1909*) puede ser aplicada para calcular las propiedades de dispersión por partículas esféricas independientemente del valor de la longitud de onda de la radiación incidente. En consecuencia, la teoría de Mie no es adecuada para llevar a cabo el estudio de la dispersión de la luz solar por las partículas cometarias debido a la no esfericidad de las mismas, por tanto se hace necesario seleccionar técnicas de computación adecuadas. La selección de unas técnicas u otras va a depender, esencialmente, del tamaño de las partículas en relación a la longitud de onda de la radiación incidente, de la forma, la composición y la absorción de las mismas.

En la Tabla 2.1 del capítulo 2 se muestran algunas técnicas de computación que pueden ser utilizadas para llevar a cabo el cálculo de las propiedades dispersión por partículas irregulares en función de la esfericidad o no de la partícula y del parámetro de tamaño. Para partículas no esféricas, si el parámetro de tamaño es mucho mayor que ≈ 40 , la aproximación de la óptica geométrica (GOA) o Ray Tracing (RT) puede ser utilizado para realizar los cálculos. Sin embargo, en la región resonante, ni la teoría de Rayleigh ni Ray Tracing son técnicas adecuadas.

Para estudiar la dispersión de la luz en la región resonante se han desarrollado algunas técnicas numéricas tales como *Discrete Dipole Approximation* (DDA), *Finite Difference Time Domain* (FDTD) y *Transition matrix* (T-matrix). El DDA sólo funciona bien para un parámetro de tamaño más pequeño que ≈ 15 . Por otro lado, el FDTD, en un principio, sólo permitía trabajar con parámetros de tamaño más pequeños de ≈ 10 , posteriormente, fue mejorado con un nuevo desarrollo llamado *Perfect Matched Layer* (PML) *Absorbing Boundary Condition* (ABC) el cual permite llegar a parámetros de tamaños de ≈ 40 (*Wenbo et al. 1999, 2002*); por contra este código no está preparado para calcular los promedios en orientaciones. Finalmente, el T-matrix, originalmente desarrollado por Barber & Yeh (*1975*) y sustancialmente extendido por Michael Mishchenko y colaboradores (*Mishchenko, Travis, & Mackowski 1996*) permite trabajar con partículas orientadas al azar y con distribuciones de tamaños y formas (*Mishchenko 1993*); sin embargo está limitado a las formas de esferoides y cilindros finitos de tamaños comparables a la longitud de onda de la radiación incidente.

Es evidente que cada técnica presentará unas restricciones de uso determinadas. Existen otras técnicas, además de las ya citadas, que permiten llevar a cabo este tipo de

estudios. Una revisión de las mismas ha sido realizada por Wriedt (1997). Este autor también dispone de una página web en la que se encuentran recopilados todos los códigos de computación disponibles hasta la fecha relacionados con el scattering de luz por partículas irregulares (véase http://diogenes.iwt.uni-bremen.de/~wriedt/index_ie.html).

A continuación, se van a describir las bases de las técnicas de computación DDA y RT que son las utilizadas para realizar los cálculos.

5.1.1 Descripción del método DDA

La técnica de Discrete Dipole Approximation (DDA) fue desarrollada, originalmente, por Purcell & Pennypacker (1973) y mejorada por Draine (1988). Es una técnica muy potente para el estudio de la dispersión de luz por partículas irregulares de tamaño cercano a la longitud de onda de la radiación incidente tanto si su composición es homogénea como heterogénea.

La idea que hay detrás de esta técnica es la de aproximar un objeto continuo por una red finita de puntos polarizables (véase Figura 5.1). Estos puntos adquieren un momento dipolar como respuesta al campo eléctrico de la luz incidente. Estos dipolos oscilan dando lugar a campos eléctricos de la misma frecuencia que la luz incidente y que interactúan entre sí (aproximación de dipolos acoplados).

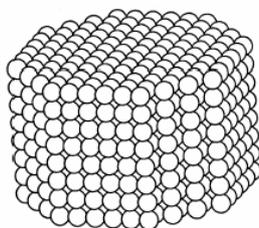


Fig 5.1 Aproximación de un prisma hexagonal por una red finita de dipolos (*Draine 1988*)

El método está basado en hacer una analogía con el modelo de Lorentz. En el modelo de Lorentz las propiedades dieléctricas de una sustancia se relacionan directamente con la polarizabilidad individual de sus átomos. A una escala mayor, el continuo puede ser representado por una red finita de puntos polarizables. El problema fundamental estriba en la definición de la geometría de la partícula, esto es; determinar cuántos dipolos son necesarios, a qué distancia situarlos y qué valor de polarización asignarles. De otro modo, la limitación principal del método va a consistir en la demarcación de las fronteras. Si se intenta una aproximación muy fina de la geometría, entonces el número de dipolos aumenta mucho y la distancia entre los mismos disminuye. La consecuencia inmediata que esto acarrea es que el tiempo de computación se puede hacer prohibitivo.

Con respecto al cálculo, resolviendo el problema de la dispersión para dos polarizaciones de la onda incidente independientes, la matriz de scattering queda completamente determinada.

Esta técnica, en principio, puede ser aplicada a cualquier tipo de objeto independientemente de su geometría (esta será la principal ventaja del método). No obstante, la limitación queda impuesta por la representación del sólido por medio de un conjunto de puntos polarizables. Es decir, que la distancia entre dipolos debe ser pequeña comparada con cualquiera de las longitudes estructurales del objeto y también debe ser pequeña comparada con la longitud de onda de la radiación incidente. Esta restricción se traduce en que el DDA sólo es aplicable para tamaños de partículas comparables a la longitud de onda de la radiación incidente. Más concretamente, el DDA funciona bien con partículas cuyas dimensiones son menores o iguales a 5λ , lo que es equivalente a decir que el parámetro de tamaño de la partícula cumple la condición:

$$X < 15$$

Algunos estudios numéricos (*Draine & Flatau 1994*) muestran que este criterio es aplicable si se cumple la condición:

$$|n| k d < 1 \quad \text{siendo} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{(Ec 5.1)}$$

Donde d es el espaciado de la matriz cúbica que contiene los N dipolos, $|n|$ es el módulo del índice de refracción complejo del material y k el número de onda de la radiación incidente. Un criterio más conservativo es:

$$|n| k d < 0.5 \quad \text{(Ec 5.2)}$$

De las Ecuaciones 5.1 y 5.2 se deduce que la distancia entre dipolos debe de satisfacer una de las siguientes restricciones:

$$d < \frac{1}{|n|k} \quad \text{ó} \quad d < \frac{0.5}{|n|k}$$

Si V' es el volumen que representa la red de N dipolos localizados sobre una matriz cúbica con un espaciado d , entonces:

$$V' = Nd^3 \quad (\text{Ec 5.3})$$

Por otra parte, si caracterizamos el tamaño de una partícula por su radio equivalente, el volumen, V , de la misma vendrá dado por:

$$V = \frac{4}{3} \pi r_{eq}^3 \quad (\text{Ec 5.4})$$

De las Ecuaciones 5.3 y 5.4, como V' es mayor que V , se llega a que el número de dipolos N debe cumplir la desigualdad:

$$N \geq \frac{4\pi}{3} \left(\frac{r_{eq}}{d} \right)^3 \quad (\text{Ec 5.5})$$

Para un cierto material y para una longitud de onda de la radiación incidente la Ecuación 5.5 permite estimar el número de dipolos necesarios para describir una partícula de radio equivalente r_{eq} y de modo que la distancia entre los dipolos que la constituyen cumpla la condición expresada en la Ecuación 5.1.

Consideraciones sobre la CPU y la memoria de la máquina imponen una restricción sobre el máximo número de dipolos que es posible utilizar. Si se representa por la letra K éste número y N es el número de dipolos de la matriz cúbica utilizados para definir la partícula, se debe cumplir:

$$N < K$$

Por otro lado, si los materiales son muy absorbentes esta técnica también está restringida. Cuando un material es muy absorbente la parte imaginaria del índice de refracción toma un valor alto. Para que la técnica del DDA pueda ser aplicada, el índice de refracción complejo n debe de cumplir condición que seguidamente se expresa:

$$|n-1| < 3$$

Finalmente, el DDA es un método muy usado por la claridad de sus principios físicos. Además, existe un código en Fortran, de libre distribución, que implementa esta técnica: **DDSCAT.5a10 package** (Draine & Flatau 2000). La última versión del código, el **DDSCAT.6.0 package** (Draine & Flatau 2003) está preparada para realizar los cálculos en paralelo. Esta posibilidad permite disminuir el tiempo de cálculo y llegar a parámetros de tamaño un poco mayores.

5.1.2 Descripción del método RT

El método de la aproximación de la óptica geométrica (GOA) o Ray Tracing (RT) está basado en la idea de que si “iluminamos” una superficie con un número suficiente de rayos paralelos, entonces cada rayo incidente es parcialmente reflejado y parcialmente refractado (véase Figura 5.2). Los parámetros de Stokes de la luz reflejada y refractada así como la dirección de la luz refractada son obtenidos usando las fórmulas de Fresnel y la ley de Snell. El rayo refractado puede emerger después de otra refracción, o bien después de una o más reflexiones internas, pudiendo ser atenuado como consecuencia de la absorción interna de la partícula. Cada rayo interno es trazado hasta que su intensidad decrece por debajo de un valor predefinido. El fenómeno de la dispersión puede ser más complejo si se tiene en cuenta el fenómeno de la difracción sobre las caras de la partícula considerada.

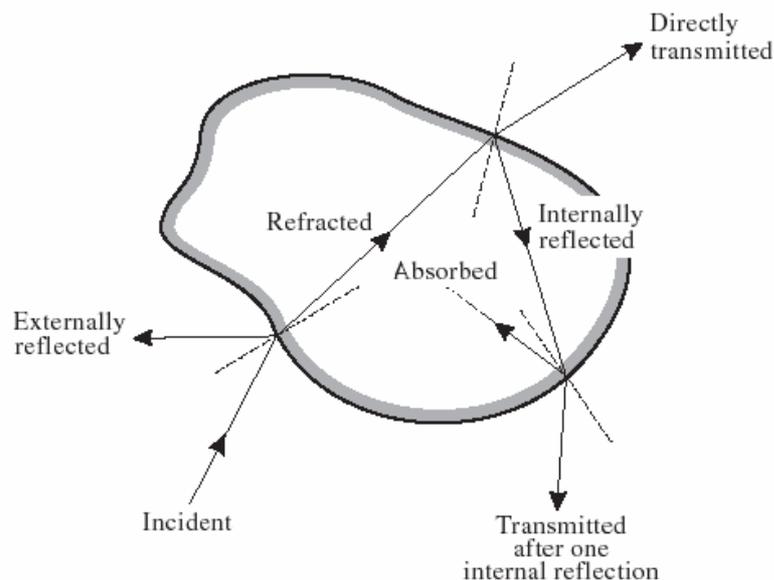


Fig 5.2 Diagrama de Ray-Tracing de dispersión para una partícula (*Mishchenko & Travis & Lacis 2002*)

Un código que implementa esta técnica es el Ray tracing (*Macke 1991,1993*). Este código calcula la dispersión en términos de la óptica geométrica y la teoría de la difracción. Supone que la partícula está orientada aleatoriamente en el espacio. Actualmente, este código tiene una limitación, no puede trabajar con partículas muy absorbentes ya que no funciona adecuadamente si la parte imaginaria del coeficiente de reflexión es mayor que 0.1. Además, dicho código sólo se puede aplicar a partículas de composición homogénea.

5.2 Técnicas de computación utilizadas

En el apartado 4.4.1.5 del capítulo 4 fue visto que los códigos a utilizar para realizar los cálculos de dispersión por el grano cometario son el DDA y RT. El DDA para partículas con radios equivalentes cercanos a la longitud de onda de la radiación incidente y comprendidos entre 0.1-1.0 μm y el RT para partículas con radios equivalentes mayores que la longitud de onda de la radiación incidente y con valores entre 10-100 μm . También se vio que las partículas con radios equivalentes comprendidos entre 1-10 μm no se consideran en el cálculo por limitaciones de CPU y memoria de almacenamiento. Sin embargo, usando la técnica del DDA se han considerado algunos casos en ese dominio para estimar la tendencia de los elementos de la matriz de dispersión. Los cálculos serán expuestos en el capítulo siguiente, aunque se adelanta que los resultados muestran una tendencia muy rápida a un comportamiento límite para partículas con parámetro de tamaño mayor que 15, siempre que las partículas presenten algo de absorción.

5.2.1 Aplicación del DDA para tamaño de grano comprendido entre 0.1-1.0 μm

La función ***calltarget.f*** del código DDA permite definir partículas de formas diversas. Para ello se fija un número de dipolos de acuerdo a los criterios definidos en las Ecuaciones 5.5 y 5.1. La partícula queda descrita en el fichero de salida ***target.out*** de modo que cada dipolo tiene asignado un número, una posición en la matriz y una composición que es igual para todos ellos. Esta composición puede ser modificada para convertir la partícula en heterogénea. Para ello se ha diseñado una función en fortran llamada ***compuesto_aleatorio.f***. Esta función, a partir del fichero de entrada ***target.out***, modifica aleatoriamente los números que definen la composición de los dipolos de acuerdo a un porcentaje (dato de entrada de esta función), devolviendo los cambios en un fichero de salida llamado ***shape.dat***.

Una vez se ha definida la forma de la partícula y su grado de heterogeneidad en el fichero ***shape.dat***. Este fichero actúa como dato de entrada de la función ***ddscat.par*** en la cuál también se especifican el resto de parámetros de dispersión (los índices de refracción, los tamaños de las partículas, la longitud de onda de la radiación incidente, el número de orientaciones, etc...). La función ***ddscat.par*** a su vez constituye el fichero de entrada de la función principal del código DDA llamada ***ddscat.f***.

El número de orientaciones que se utiliza para realizar los cálculos ha de ser lo suficientemente grande para que la partícula pueda considerarse que está orientada al azar (tal y como ocurre con las partículas cometarias). En el apartado 5.3 de este capítulo se muestra que 2000 orientaciones es un número suficiente para que tiempo de CPU empleado en los cálculos sea razonable. Cada cálculo se repite para 35 muestras de valores de radios

equivalentes distribuidas linealmente en el intervalo que va desde 0.1µm hasta 1.0 µm. En el apartado 5.4 de este capítulo también se muestra que 35 muestras es un número adecuado para que converjan los cálculos al promediar en tamaños.

Para el caso de los prismas rectangulares, cada ejecución del programa (para una cierta razón de ejes y para las 35 muestras en radio) ha empleado aproximadamente una semana de CPU en la máquina central de cálculo del IAA, una Alpha Server Compaq ES40 con cuatro procesadores 833 MHz Alpha EV68. Posteriormente, cuando hubo disponibilidad, se realizaron algunos cálculos en una computadora puesta en funcionamiento durante el año 2003 en la Universidad Politécnica de Valencia (UPV). Se trata de un servidor SGI Altix 3700 con 48 procesadores Intel® Itanium® 2 y con 48 GB de memoria. Esta computadora permite el procesado en paralelo, lo cual ha permitido usar la versión **DDSCAT.6.0** del código DDA en esta modalidad. De este modo el tiempo de computación se han visto reducidos a más de una cuarta parte. También se han conseguido realizar los cálculos para parámetros de tamaño algo mayores que los alcanzados con la otra computadora.

5.2.2 Aplicación del RT para tamaño de grano comprendido entre 10-100 µm

Para partículas con tamaño mayor que la longitud de onda y cuyos radios varían entre 10-100 µm se han considerado inicialmente 7 muestras. Este número de muestras o incluso uno menor es suficiente. Tal y como será visto las propiedades de dispersión para estos tamaños de partículas no varían mucho siempre que la partícula tenga algo de absorción. Es más, en el caso de que la partícula sea absorbente, la forma de la partícula tampoco influye en los resultados siempre que ésta sea compacta.

Dado que el código RT sólo funciona con partículas homogéneas se ha hecho necesario utilizado la regla de Maxwell-Garnett para obtener el índice de refracción de la mezcla. La formula de Maxwell-Garnett (*Maxwell-Garnett 1904*) establece que la constante dieléctrica de una mezcla ϵ_{eff} está relacionada con las constantes dieléctricas, ϵ_1 y ϵ_2 , de sus componentes de acuerdo con la expresión dada por la Ecuación 5.6, siendo f_1 la fracción del volumen de la inclusión.

$$f_1 \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + 2\epsilon_2} = \frac{\epsilon_{eff} - \epsilon_2}{\epsilon_{eff} + 2\epsilon_2} \quad (\text{Ec 5.6})$$

El valor del índice efectivo, obtenido considerando una partícula construida por una mezcla de un 67% de hielo “sucio” y de un 33% de silicato con inclusiones de carbono, es $n = 1.435 + 0.022i$. El código RT puede ser utilizado ya que la parte imaginaria del índice es igual a 0.022, valor menor que 0.1.

A partir de la modificación de uno de los ficheros de entrada del código RT se ha podido definir un prisma rectangular genérico. Este fichero permite definir la partícula a partir de los valores de los vértices de un prisma rectangular. Uniendo los vértices se describen los planos que determinan las caras del prisma. A su vez, para poder definir prismas con diferentes proporciones entre sus ejes principales es necesario realizar una serie de cálculos. Partiendo de un valor del radio equivalente r_{eq} , para un prisma rectangular concreto, estos cálculos proporcionan la longitud L (altura del prisma) y una distancia radial r (el radio de una circunferencia que pasa por los cuatro vértices que definen la base del prisma). Por ejemplo, en la Figura 5.3 se tienen las fórmulas que expresan la relación entre el r_{eq} de una partícula esférica de volumen igual a un prisma rectangular de proporciones entre sus ejes principales de (5:1:1) y las distancias L y r . Para ello en primer lugar, a partir del volumen del prisma ($V = 5x \times x \times x$) y el de una esfera de volumen equivalente al prisma ($V = \frac{4}{3} \pi r_{eq}^3$), se obtiene una relación entre la distancia x y el r_{eq} del prisma. En segundo lugar, mediante consideraciones geométricas de la base del prisma y su altura, se determinan las relaciones entre r y x y L y x .

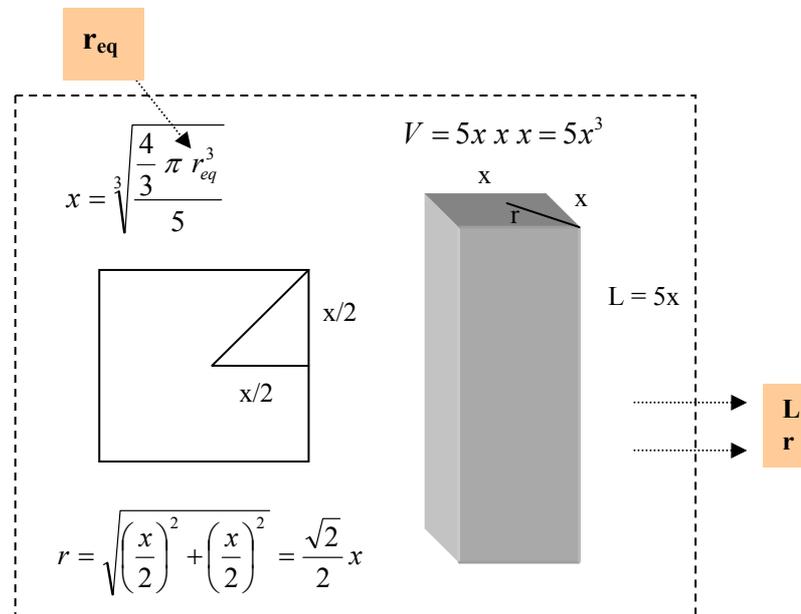


Fig 5.3 Cálculo de los parámetros L y r necesarios para realizar los cálculos con el método RT, obtenidos a partir del radio equivalente del prisma rectangular de proporciones entre sus tres ejes principales de 5:5:1

La Tabla 5.1 muestra los valores calculados de los parámetros L y r para el caso de un prisma rectangular de proporciones entre sus ejes principales de (5:1:1) a partir de siete valores de r_{eq} (10, 15, 20, 25, 50, 75, 100). A su vez los valores de L y r calculados son los parámetros de entrada de la función **ladrillo.f90**. Esta función genera el fichero de salida **ladrillo.crystal** que contiene toda la información sobre la descripción de la partícula. Dicha información se incorpora al fichero **ladrillo** en el cual se definen el resto de parámetros necesarios para realizar los cálculos de la dispersión (entre ellos el índice del material, el

número de rayos incidentes por orientación de la partícula y el número de orientaciones de cada partícula que se fija en 10.000).

r_{eq}	$L = 5x$	$r = \sqrt{2} / 2x$
10	47.13	33.47
15	70.70	50.20
20	94.27	65.93
25	117.84	83.66
50	235.67	167.33
75	353.51	250.99
100	471.35	334.66

Tabla 5.1 Valores de la longitud L y el radio r de la circunferencia que une los vértices de la base del prisma obtenidos a partir del valor del r_{eq} del prisma rectangular de proporciones entre sus ejes principales de 5:1:1

Finalmente, la función **rt.f90** utiliza el fichero **ladrillo** para realizar los cálculos de dispersión y devuelve los resultados en un conjunto de ficheros.

5.3 Test de orientaciones

Para la técnica del DDA se hace necesario averiguar cual es el número de orientaciones adecuado para que la matriz asociada a los cálculos de dispersión de una partícula orientada al azar se pueda considerar diagonal por bloques, sin que ello suponga un tiempo de cálculo de computación excesivo.

Se han realizado los siguientes tests:

- 1) Cálculo de las propiedades de dispersión simple de una partícula heterogénea en forma de prisma rectangular orientada aleatoriamente para un número de orientaciones de 200, 2000, 20000 y 56000. Las proporciones entre los ejes principales del prisma rectangular son de (3:2:1), su r_{eq} de 0.6 μm y los valores de los índices de refracción de la mezcla de $n_1 = 1.880 + 0.710 \cdot i$ y $n_2 = 1.580 + 0.003 \cdot i$.
- 2) Cálculo de las propiedades de dispersión simple, fijado el número de orientaciones en 2000, para un partícula con las mismas características del caso previo pero variando el tamaño. Los radios equivalentes que se han considerado son 0.6, 0.7, 0.8 y 0.9 μm .

Los resultados que se han obtenido para el caso 1) y el caso 2) son:

- 1) Se han representado todos los elementos de la matriz de dispersión promediados en orientaciones y normalizados al elemento F_{11} . El azul oscuro se corresponde con 200 orientaciones de la partícula, el rojo con 2.000, el verde con 20.000 y el cian con 56.000 (véase Figuras 5.4, 5.5 y 5.6).

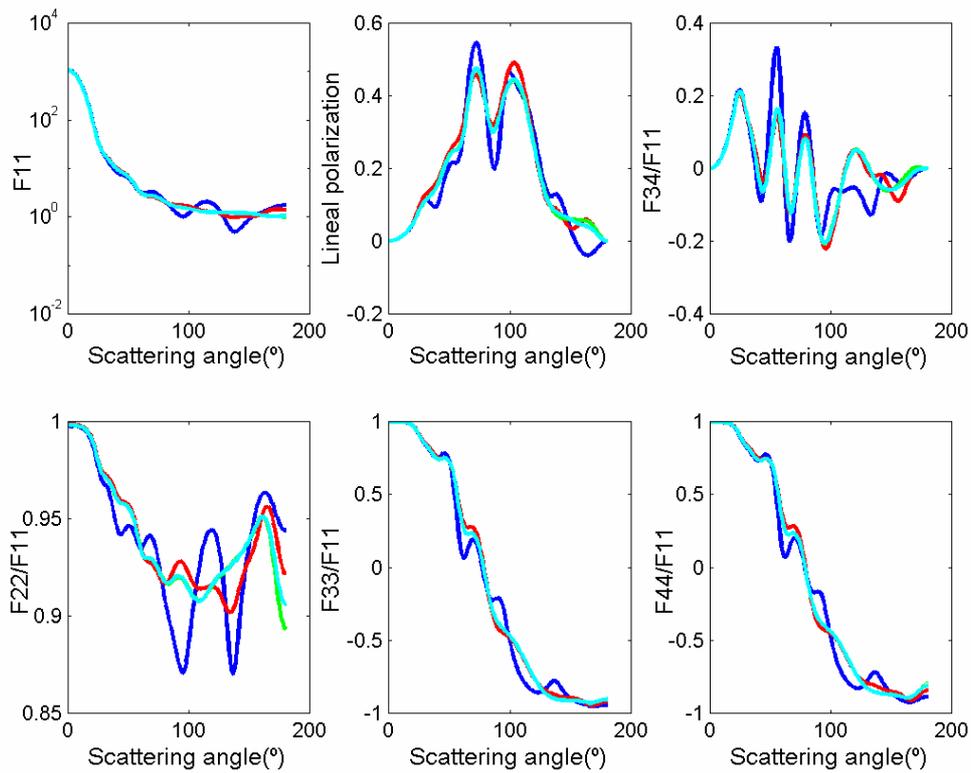


Fig 5.4 Elementos de la matriz de dispersión F_{11} , F_{12} , F_{34} , F_{22} , F_{33} y F_{44} normalizados al elemento F_{11} y promediados en orientaciones: 200 orientaciones (azul oscuro), 2.000 (rojo), 20.000 (verde) y 56.000 (cian)

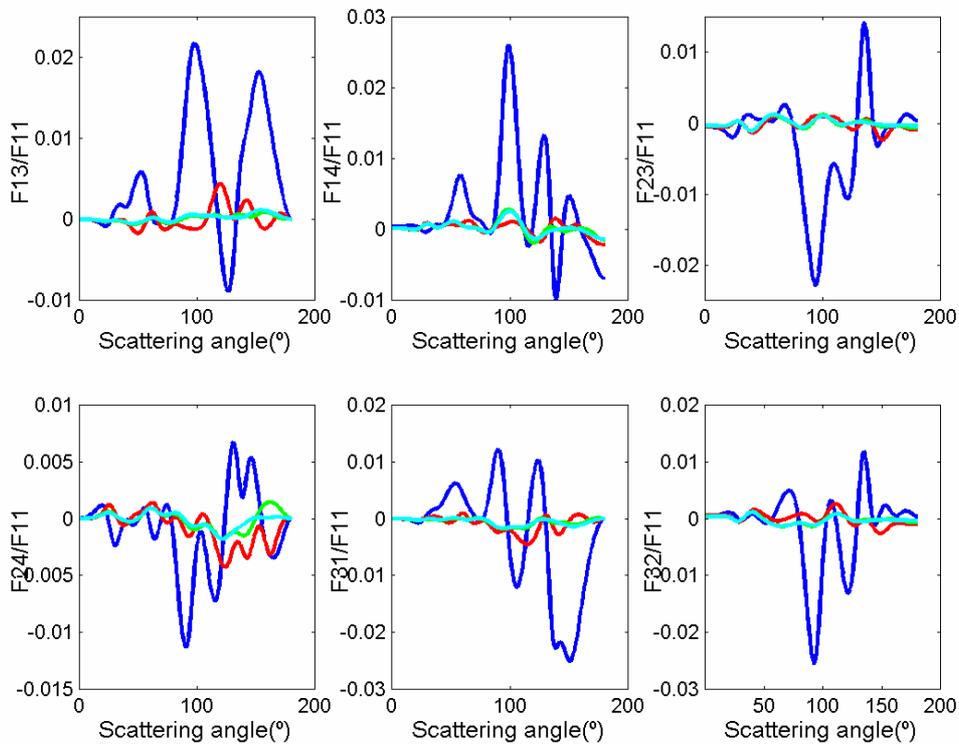


Fig 5.5 Elementos de la matriz de dispersión F_{13} , F_{14} , F_{34} , F_{23} , F_{24} y F_{32} normalizados al elemento F_{11} y promediados en orientaciones: 200 orientaciones (azul oscuro), 2.000 (rojo), 20.000 (verde) y 56.000 (cian)

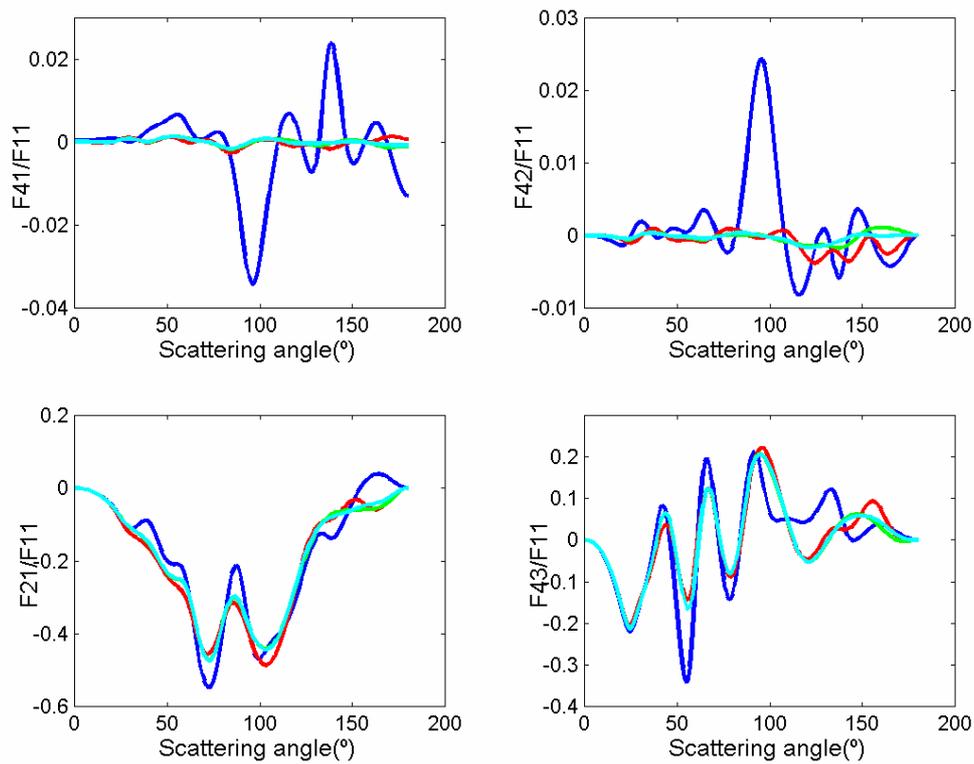


Fig 5.6 Elementos de la matriz de dispersión F_{41} , F_{42} , F_{21} y F_{43} normalizados al elemento F_{11} y promediados en orientaciones: 200 orientaciones (azul oscuro), 2.000 (rojo), 20.000 (verde) y 56.000 (cian)

En las Figuras 5.6 y 5.7 se puede apreciar que al ir aumentando el número de orientaciones los términos de la matriz de dispersión F_{13}/F_{11} , F_{14}/F_{11} , F_{23}/F_{11} , F_{24}/F_{11} , F_{31}/F_{11} , F_{32}/F_{11} , F_{41}/F_{11} y F_{42}/F_{11} se hacen prácticamente nulos para un número de orientaciones superiores a 2000 (línea color rojo). Los módulos de estos cocientes cumplen la condición de ser siempre menores de 0.01 para todos los ángulos de scattering. Este número es lo suficientemente pequeño como para considerar estos elementos prácticamente nulos. Además, para 2000 orientaciones el tiempo de CPU empleado en los cálculos no es excesivo. Este resultado y el hecho de que se cumplan las igualdades $F_{21}/F_{11} = -F_{12}/F_{11}$ y $F_{43}/F_{11} = -F_{34}/F_{11}$, muestran que la matriz de dispersión se puede considerar diagonal por bloques.

2) Se ha realizado la representación de todos los elementos de la matriz de dispersión normalizados al elemento F_{11} promediados en 2000 orientaciones y variando los tamaños. El color cian, verde, azul y rojo se corresponden con los resultados para radios equivalentes de 0.9, 0.8, 0.7 y 0.6 μm respectivamente. La Figura 5.7 representa los elementos de la matriz de dispersión F_{11} , $-F_{12}/F_{11}$, F_{34}/F_{11} , F_{22}/F_{11} , F_{33}/F_{11} y F_{44}/F_{11} . Las Figuras 5.8 y 5.9 están representando los elementos F_{13}/F_{11} , F_{14}/F_{11} , F_{23}/F_{11} , F_{24}/F_{11} , F_{31}/F_{11} , F_{32}/F_{11} y F_{41}/F_{11} , F_{42}/F_{11} , F_{21}/F_{11} , F_{43}/F_{11} respectivamente.

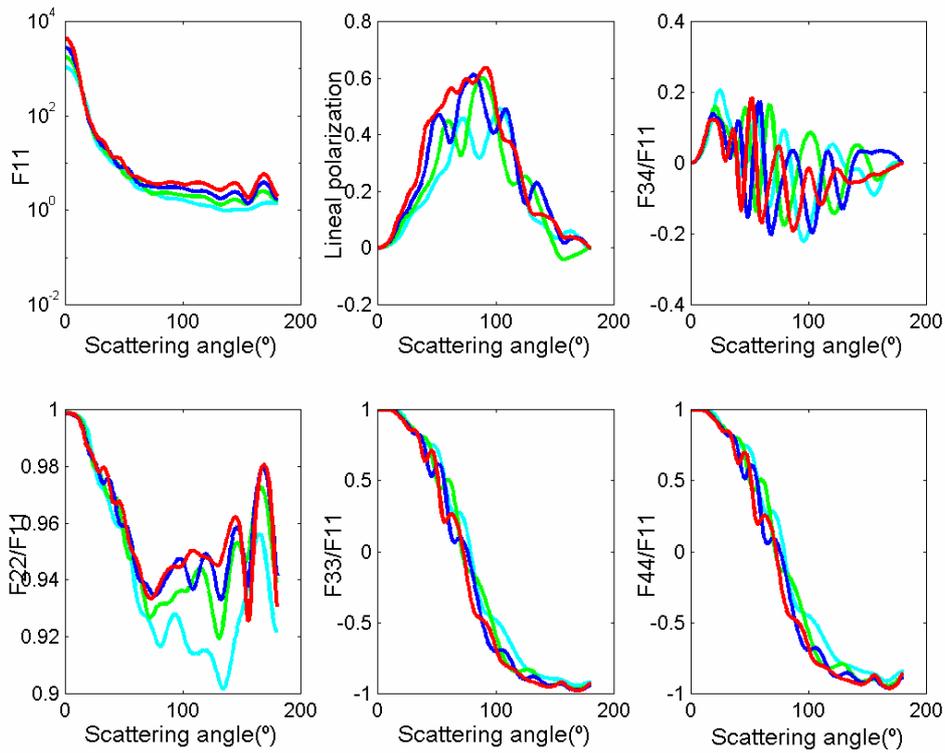


Fig 5.7 Elementos de la matriz de dispersión F_{11} , F_{12} , F_{34} , F_{22} , F_{33} y F_{44} normalizados al elemento F_{11} promediados con 2000 orientaciones y para distintos radios equivalente de la partícula: 0.9 μm (cian), 0.8 μm (verde), 0.7 μm (azul) y 0.6 μm (rojo)

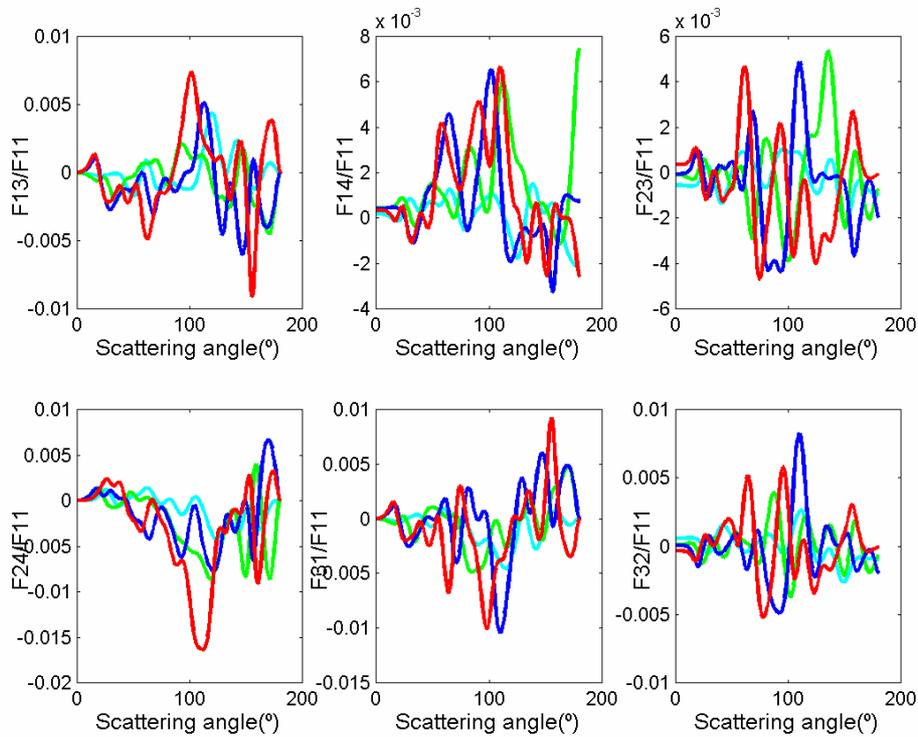


Fig 5.8 Elementos de la matriz de dispersión F_{13} , F_{14} , F_{23} , F_{24} , F_{31} y F_{32} normalizados al elemento F_{11} promediados con 2000 orientaciones y para distintos radios equivalente de la partícula: 0.9 μm (cian), 0.8 μm (verde), 0.7 μm (azul) y 0.6 μm (rojo)

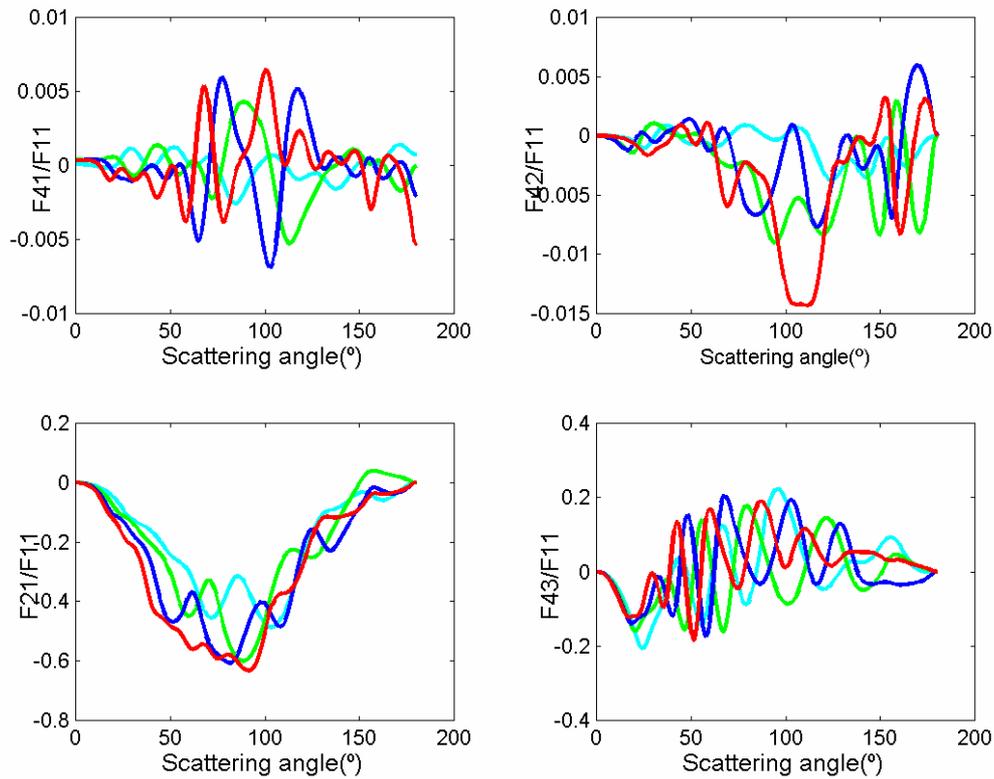


Fig 5.9 Elementos de la matriz de dispersión F_{41} , F_{42} , F_{21} y F_{43} normalizados al elemento F_{11} promediados con 2000 orientaciones y para distintos radios equivalente de la partícula: 0.9 μm (cian), 0.8 μm (verde), 0.7 μm (azul) y 0.6 μm (rojo)

A partir de las Figuras 5.8 y 5.9 se puede apreciar que independientemente de cuál sea el tamaño de la partícula, para un número de orientaciones igual a 2000, la matriz de dispersión se puede considerar que es diagonal por bloques.

5.4 Test de las muestras

Las partículas de tamaños comprendidos entre 0.1-1.0 μm pertenecen a la región resonante. Las propiedades de dispersión de las partículas en esta región presentan mucha oscilación de modo que para dos tamaños muy cercanos los resultados pueden ser muy distintos. Consecuentemente, el número de radios equivalentes a considerar ha de ser suficiente grande para que el cálculo de las propiedades de dispersión no dependa del número de muestras. Los cálculos se han realizado utilizando la técnica de computación T-matrix y para distintos números de muestras. La forma de la partícula es la de un esferoide alargado cuyo valor del cociente A/B es igual a 0.7. La distribución de tamaños es una ley de potencias de exponente negativo igual a -3 y cuyos valores de los radios equivalentes oscilan entre $r_1=0.1 \mu\text{m}$ y $r_2=1.0 \mu\text{m}$.

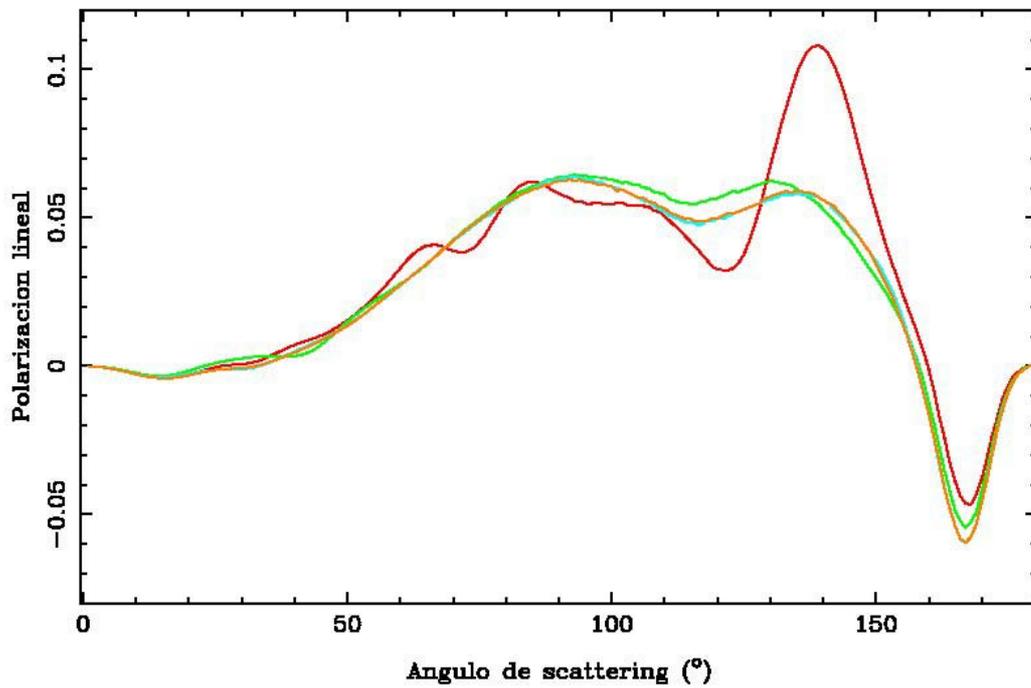


Fig 5.10 Grado de polarización lineal obtenida utilizando la técnica del T-matrix y promediando en tamaño desde 0.1 hasta 1.0 μm según una ley de potencias de exponente negativo de valor -3 y considerando los siguientes números de muestras: 15 (rojo), 20 (verde), 30 (cian) y 70 (marrón)

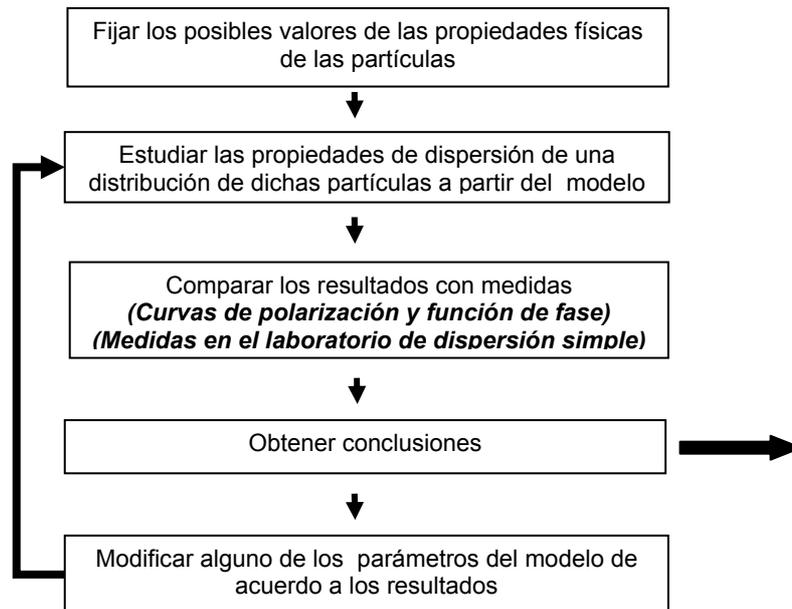
La Figura 5.10 muestra que con 30 valores de los radios equivalentes los cálculos convergen. Esto indica que las 35 muestras que se consideran para realizar el promedio con tamaños de partícula que son del orden de la longitud de onda de la radiación incidente son suficientes.

CAPÍTULO 6

RESULTADOS

6.1 Esquema general

En este capítulo se presentan los resultados del modelo. El esquema siguiente muestra los pasos a seguir para intentar reproducir ciertas propiedades de dispersión de partículas no esféricas en general, particularizando para las observaciones cometarias y las determinaciones de las propiedades de scattering en el laboratorio.



El esquema muestra como a partir de los valores iniciales de los parámetros del modelo fijados en el capítulo 4, se obtienen los primeros resultados del mismo. Estos resultados se comparan con las medidas remotas (curvas de polarización lineal y función de fase en cometas) obteniendo las primeras conclusiones. A su vez, las desviaciones de los resultados con respecto a las medidas constituyen un indicativo sobre cómo modificar alguno de los parámetros del modelo dejando fijos los restantes, en un intento de conseguir una aproximación mejor. Posteriormente, se aplica de nuevo el modelo y los resultados se comparan con las medidas cometarias o bien con las medidas de dispersión de polvo de minerales. Este proceso se puede repetir sucesivamente, y constituye un modo de estudiar cómo afecta el cambio del valor de alguno de los parámetros del modelo a los resultados.

6.2 Resultados a partir de los valores iniciales del modelo

Inicialmente se considera que las partículas son compactas y de composición heterogénea. En concreto, se trata de una mezcla constituida por un 67% de hielo "sucio" y un

33% de silicatos con inclusiones de carbono, cuyos índices de refracción son de $1.31+0.01i$ y $1.65+0.05i$, respectivamente. A esta mezcla la llamaremos **Mezcla 1**. Los tamaños de las partículas son variados y están distribuidos según una ley de potencias de exponente negativo. Los valores de los índices de potencias de esta distribución de tamaños son elegidos de acuerdo a las medidas *in situ* realizadas en el cometa Halley. La forma elegida para representar las partículas es la de prisma rectangular compacto. De este modo, con tan sólo cambiar la proporción axial de sus ejes principales, se consiguen formas muy variadas. Inicialmente, para disponer de partículas muy extremas con un mínimo de formas, se consideran primas cuyas proporciones axiales son de 5:5:1, 5:1:1 y 1:1:1. A posteriori se amplía la distribución de formas añadiendo primas rectangulares de proporciones axiales 5:3:1, 5:2:1, 2:1:2, 4:3:4, 5:4:2 y 5:4:1; lo cual da lugar a una distribución de nueve formas distintas.

Antes de presentar los resultados de las curvas de fase y de polarización lineal obtenidas promediando en formas y tamaños (Figuras 6.8 y 6.9) se muestran una serie de resultados intermedios (desde la Figura 6.1 hasta la Figura 6.7): a) las curvas de función de fase y polarización lineal para distintos tamaños de partícula (Figuras 6.1, 6.5, 6.6 y 6.7), b) los resultados de promediar en tamaños para las nueve formas consideradas (Figuras 6.2 y 6.3) y c) las curvas de polarización lineal variando el índice de potencias de la distribución de tamaños para las formas más extremas (Figura 6.4).

En la Figura 6.1 se muestra una representación de la polarización lineal en función del ángulo de scattering para unas pocas muestras de partículas con diferentes radios equivalentes (entre 0.1 y 1.0 μm), y para uno de los prismas rectangulares heterogéneos cuya relación entre sus tres ejes principales es de 5:5:1. Estos cálculos se han realizado con la técnica de computación del DDA y considerando 35 muestras en radio equivalente y 2000 orientaciones para cada muestra.

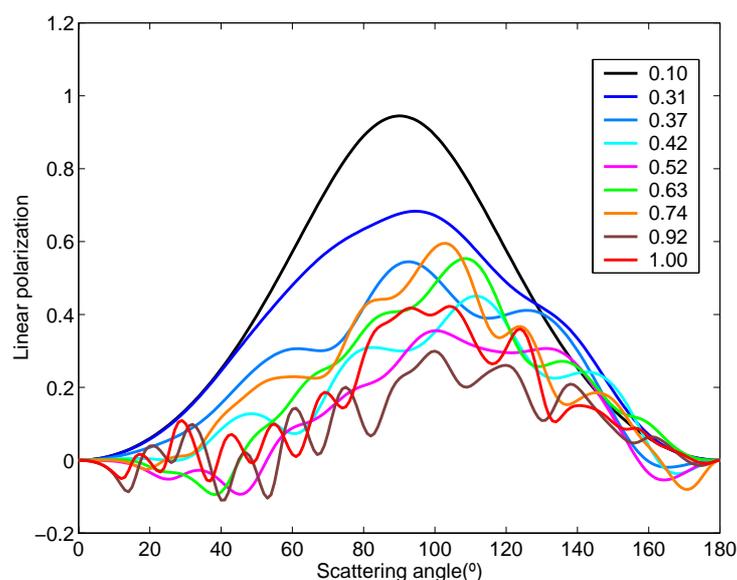


Fig 6.1 Curvas de polarización lineal para prismas rectangulares heterogéneos con proporciones entre sus tres ejes principales de 5:5:1, y para algunos radios equivalentes variando entre 0.1 y 1.0 μm

Se observa que la más pequeña de las partículas muestra una curva con forma acampanada y con el máximo de polarización a 90° de ángulo de scattering (línea negra), que se corresponde con el límite Rayleigh. A medida que el radio equivalente se hace mayor, alcanzando valores cercanos a la longitud de onda de la radiación incidente (región resonante), las curvas presentan oscilaciones en función del ángulo de scattering, y son muy distintas entre sí, aunque se haya variado muy poco el tamaño de la partícula. Esta conducta es común para todos los prismas rectangulares considerados.

El siguiente paso es mostrar las propiedades de scattering del promedio de prismas rectangulares heterogéneos considerando una distribución de tamaños desde 0.1 a $1.0 \mu\text{m}$ en forma de ley de potencias de exponente negativo. Las Figuras 6.2 y 6.3 muestran los resultados de promediar en tamaños para los nueve formas de la función de fase y la curva de polarización lineal en función del ángulo de scattering.

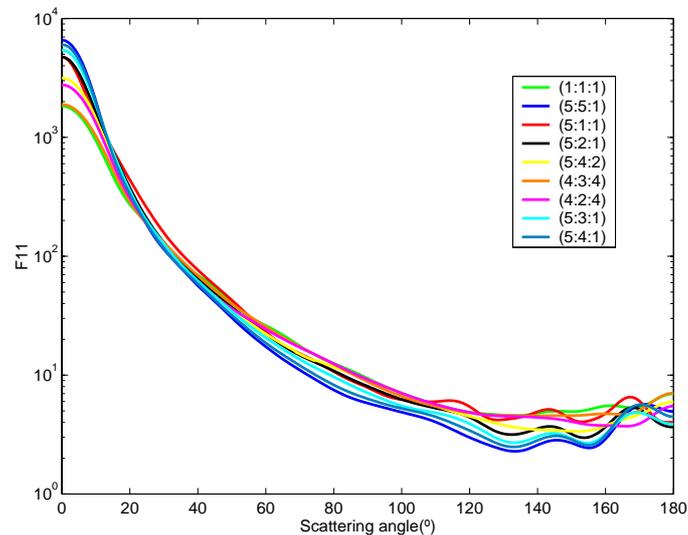


Fig 6.2 Curva de fase en función del ángulo de scattering promediada en tamaños para los nueve prismas considerados, y para una distribución de tamaños en forma de ley de potencias de índice $\alpha = 1.8$

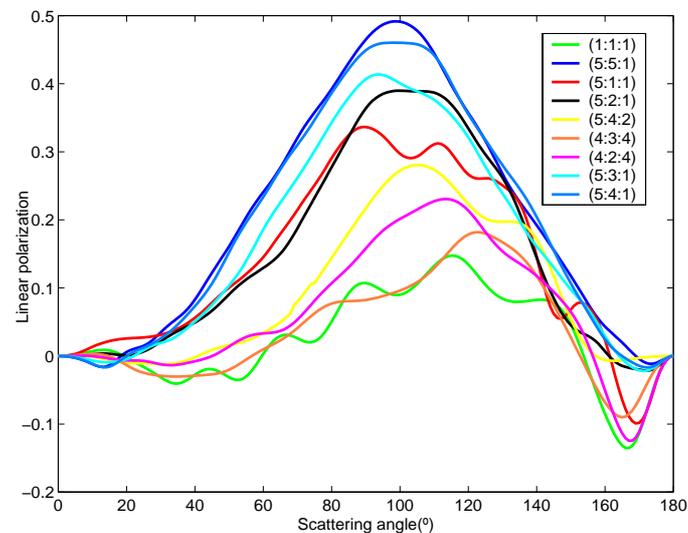


Fig 6.3 Curva de polarización lineal en función del ángulo de scattering promediada en tamaños para los nueve prismas considerados, y para una distribución de tamaños en forma de ley de potencias de índice $\alpha = 1.8$

Se observa que una rama de polarización negativa aparece en muchos casos para ángulos de scattering mayores a un valor cercano a los 160° y un máximo de polarización menor a un valor $\approx 50\%$ para ángulos de scattering intermedios en todos los casos. En relación con la función de fase, se tiene un pequeño incremento en la dirección de *backscattering* para algunas de las formas.

En la Figura 6.4 se muestra la sensibilidad de las curvas de polarización lineal promediadas en tamaños para una distribución de potencias con índice entre $\alpha = 0.5$ hasta $\alpha = 2.5$, para los tres prismas rectangulares inicialmente seleccionados.

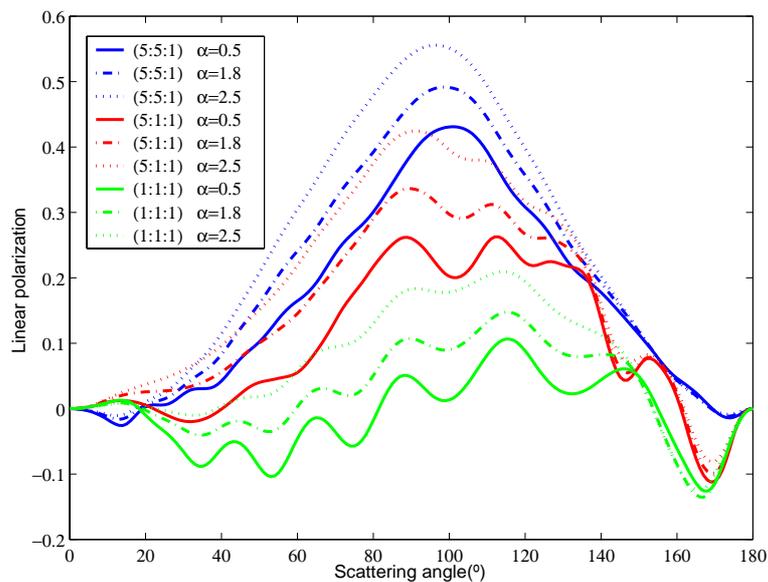


Fig 6.4 Curvas de promedios de tamaños de la polarización lineal para tres prismas rectangulares teniendo unas relaciones entre sus tres ejes principales de 5:5:1, 5:1:1 y 1:1:1 y para una distribución de tamaños en ley de potencias con índices de $\alpha = 0.5$, $\alpha = 1.8$ y $\alpha = 2.5$

Como puede apreciarse, mientras el máximo de polarización lineal aumenta con el índice de potencias para los tres casos, la rama negativa para ángulos de scattering mayores de aproximadamente 160° no cambia significativamente bajo una modificación del índice de la ley de potencias. También es interesante notar la variación en la profundidad de la rama negativa cuando se varía la relación entre los ejes principales del prisma.

Para partículas de radio equivalente entre 10 y 100 μm se aplica la técnica del RT. Para estas partículas el número de muestras para cada forma ha sido de 7. Los valores de estos siete radios equivalentes son iguales a 10, 15, 20, 25, 50, 75 y 100 μm . En las Figuras 6.5 y 6.6 se muestran las curvas de función de fase y de polarización lineal para las siete muestras de tamaños de un prisma rectangular cuya relación entre sus ejes principales es de (5:5:1).

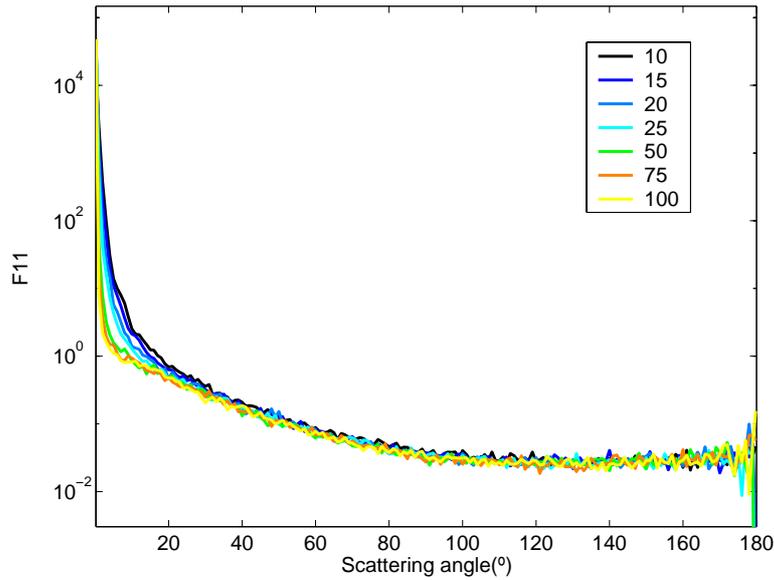


Fig 6.5 Curvas de fase para siete tamaños del prisma rectangular de proporciones axiales 5:5:1 y con radios equivalentes variando entre 10 y 100 μm

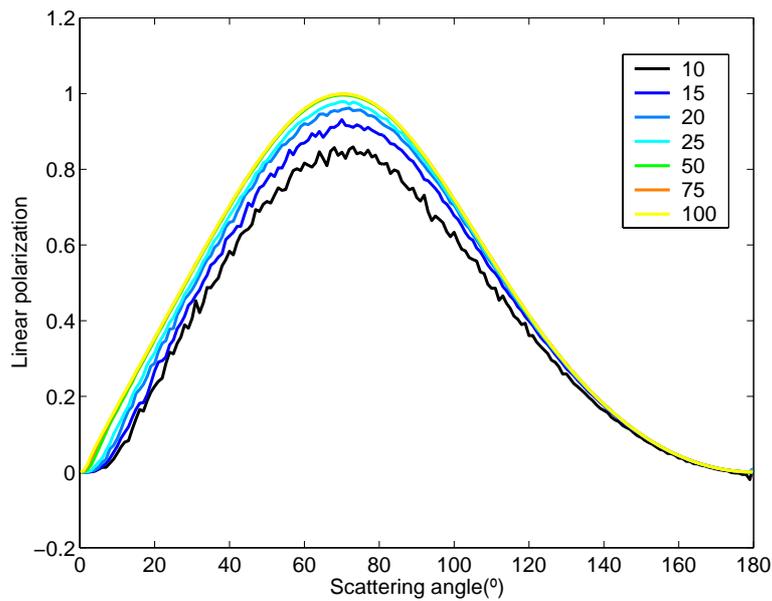


Fig 6.6 Curvas de polarización lineal para siete tamaños del prisma rectangular de proporciones axiales 5:5:1 y con radios equivalentes variando entre 10 y 100 μm

Se observa que ninguna de las curvas de polarización lineal presenta rama negativa y su forma es muy parecida en todos los casos tendiendo a una curva límite (límite de Fresnel). En cuanto a la función de fase todas las curvas son muy parecidas. Para otros prismas con relaciones distintas entre sus ejes principales, los resultados son muy similares a los mostrados en las Figuras 6.5 y 6.6.

El siguiente paso es combinar todos los cálculos de polarización lineal para todos los tamaños y todas las formas en una única curva de polarización lineal. Las partículas con tamaños que varían entre 1.0 -10 μm no pueden ser incluidas, ya que para todos estos tamaños el tiempo de CPU y las necesidades de almacenamiento de memoria son demasiado grandes y no pueden ser obtenidas las propiedades de scattering con los ordenadores a los que tenemos acceso. Sin embargo, se han incluido unos pocos casos de prueba en el rango 1-2 μm para una determinada forma de partícula, con el objetivo de verificar si hay alguna tendencia en las curvas de fase y de polarización lineal. En la Figura 6.7 se muestran curvas de polarización lineal de varios tamaños desde el régimen Rayleigh hasta el régimen de la óptica geométrica incluyendo dos casos de prueba con radios equivalentes de 1.7 y 2.0 μm .

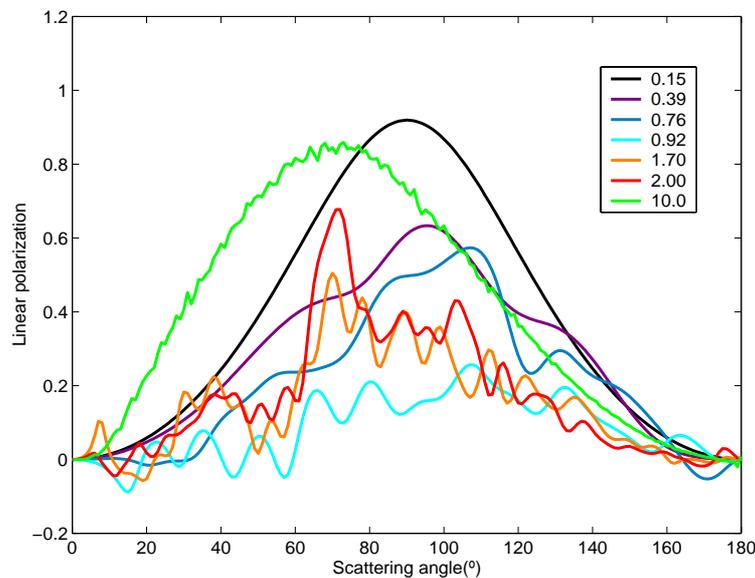


Fig 6.7 Curvas de polarización lineal para prismas rectangulares con una relación entre sus ejes principales de 5:5:1 y con radios equivalentes que varían desde 0.1 μm hasta 10 μm

Se aprecia que después del régimen Rayleigh (curva con forma acampanada y un máximo a 90°), las curvas para partículas de tamaños mayores presentan oscilaciones, teniendo valores más bajos del máximo y mostrando también, para algunos de ellos, una rama negativa para ángulos mayores de, aproximadamente, 160° . Las curvas correspondientes a partículas de prueba también presentan oscilaciones, pero con una tendencia a desplazar el máximo de polarización. Para tamaños mayores de alrededor de 0.95 μm , ninguna de las partículas muestra rama de polarización negativa y además muestran que el máximo de polarización tiende a desplazarse hacia ángulos de scattering más pequeños. El grado de polarización lineal se ha calculado para los dos tamaños de prueba con valores de radios equivalentes de 1.7 y 2.0 μm usando el código DDA. Se ha obtenido que el máximo de polarización se desplaza hacia un ángulo de scattering de 70° , lo cual está muy cerca de los resultados obtenidos para las partículas de tamaños de radios equivalentes igual o mayores que 10 μm a las cuales se les puede aplicar el régimen de la óptica geométrica. Por tanto, hay una tendencia a alcanzar rápidamente el régimen de la óptica geométrica. Esta conducta es

similar a la mostrada por las partículas de forma esférica y con algo de absorción. En este caso, la teoría de Mie puede ser aplicada, y se puede verificar la clara tendencia de las partículas a aproximarse al límite de la óptica geométrica. Por tanto, el efecto de incluir estas partículas de tamaño moderado (1.0 -10 μm) en la distribución sería disminuir suavemente la profundidad de la rama negativa y desplazar muy suavemente el máximo de la curva de polarización hacia ángulos de scattering más pequeños.

A partir del resultado de las propiedades de scattering de todas y cada una de las formas y tamaños de partículas se pueden obtener las propiedades de dispersión del conjunto usando la Ecuación 4.7 del capítulo 4. Para ello se considera una distribución de formas constante y una distribución de tamaños idéntica para cada forma (una ley de potencias de exponente negativo cuyos valores de los índices son derivados de las medidas *in situ* por sonda Giotto en el cometa Halley). En las Figuras 6.8 y 6.9 se muestran los resultados de las curvas de la función de fase y de la polarización lineal promediadas en formas y tamaños. Se han usado distintos valores de los índices para la ley de potencias desde $\alpha_1 = 0.5$ y $\alpha_2 = 3.8$ hasta $\alpha_1 = 2.5$ y $\alpha_2 = 3.8$. El valor de α_2 se mantiene constante, e igual a 3.8, ya que las variaciones de este índice entre 3 y 5 (que son valores indicados por algunos estudios de cometas) no producen cambios en las curvas obtenidas. Sin embargo, la variación de α_1 no produciendo cambios apreciables en la rama negativa de polarización, sí produce una clara variación en el máximo de polarización de la rama positiva. En la Figura 6.9 también se encuentran superpuestas algunas medidas de polarización lineal obtenidas en los cometas: Hyakutake (*Kiselev & Velichko 1998*), Hale-Bopp (*Manset & Bastien 2000*), Halley (*Chenova et al. 1993*), Bradfield+Liller+Levy (*Chenova et al. 1993*) y Austin (*Levaseur-Regourd et al. 1996*). Estas medidas de polarización serán usadas en lo sucesivo.

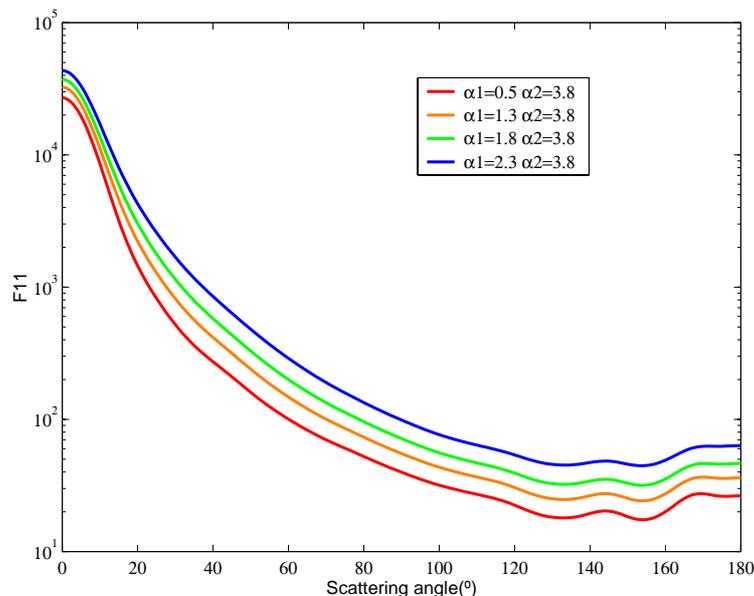


Fig 6.8 Función de fase promediada en tamaños y formas para una distribución de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es $\alpha_2 = 3.8$ y el índice para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm varía entre $\alpha_1 = 0.5$ y $\alpha_1 = 2.3$

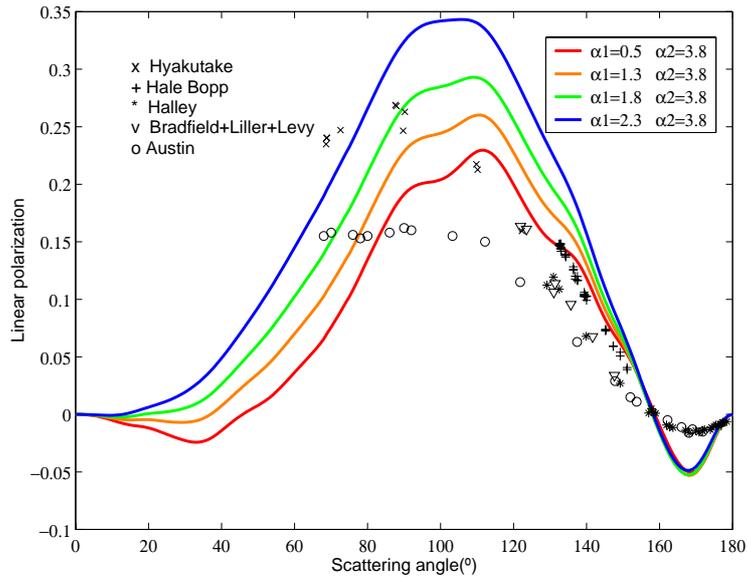


Fig 6.9 Curvas de polarización lineal promediada en tamaños y formas para una distribución en forma de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es $\alpha_2 = 3.8$ y el índice para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm varía entre $\alpha_1 = 0.5$ y $\alpha_1 = 2.3$

De forma muy resumida se exponen los primeros resultados y conclusiones del modelo:

1) Hay unas ciertas características comunes en la conducta general de la curva de polarización lineal para todos los prismas rectangulares que se han considerado (véase Figuras 6.1, 6.6 y 6.7), que son:

- i. $r_{eq} < \lambda \rightarrow$ límite Rayleigh (P_{max} a 90° y sin rama negativa).
- ii. $r_{eq} \sim \lambda \rightarrow$ curvas muy oscilantes, muy distintas entre sí y algunas con rama negativa.
- iii. $r_{eq} > \lambda \rightarrow$ límite Fresnel ($P_{max} \approx 70^\circ$ de valor alto y sin rama negativa)

Así pues, para el caso de **prismas rectangulares compactos con algo de absorción la contribución a la rama negativa de polarización es debida a las partículas que cumplen que $r_{eq} \sim \lambda$** . Por otro lado, hay que resaltar que el límite de Fresnel se alcanza para partículas con absorción y compactas independientemente de la forma de la partícula.

2) A partir de la Figura 6.9 y 6.4 se observa que un incremento del índice α_1 implica un aumento del máximo de polarización positiva P_{max} , dejando la rama negativa prácticamente sin cambio alguno. Por otro lado, como la distribución de tamaños es una ley de potencias de exponente negativo $n(r) = r^{-\alpha}$, un incremento de α_1 está indicando una mayor abundancia de grano pequeño. Por tanto, **los valores altos de P_{max} y abundancia de grano pequeño son dos parámetros que están correlacionados** (Vilaplana et al. 2004).

3) En la Figura 6.9 se observa una pequeña desviación de la pendiente (parámetro h) de la curva de polarización respecto a las observaciones cometarias.

Estos resultados indican que sería conveniente realizar de nuevo los cálculos del modelo variando la composición del grano cometario. Las medidas de polarización en superficies muestran una relación inversa entre la pendiente y el albedo del material (*Efecto Umov*). Cabe comprobar si esta relación se da, también, en el caso que se está considerando.

4) A partir de la Figura 6.9 también se observa que la rama negativa de la curva de polarización es un poco más pronunciada que la medida en cometas. Como se aprecia en las Figuras 6.3 y 6.4 la forma de la rama negativa tiene cierta dependencia con la forma.

Estos resultados sugieren la necesidad de realizar los mismos cálculos con distribuciones de prismas rectangulares no constantes, más amplias, o bien para otras formas de partículas.

5) Finalmente, todos los resultados obtenidos están condicionados al hecho de que la partícula es compacta. Si se quiere considerar la posibilidad de que la partícula tenga un cierto grado de porosidad, es necesario reproducir una partícula con huecos o vacíos en su interior.

6.3 Resultados variando alguno de los parámetros del modelo

Las divergencias de los resultados del modelo respecto de las medidas de dispersión en cometas orientan sobre cómo modificar algún parámetro del mismo, dejando fijos los restantes. En primer lugar, la desviación del parámetro h de la curva de polarización indica que es conveniente modificar la composición del material disminuyendo el valor del albedo (por ejemplo eliminando el hielo). En segundo lugar, la desviación de la rama negativa de polarización con respecto a los cometas y la dependencia de la forma de la misma con el tipo de prisma rectangular que se esté considerando, indican que es conveniente hacer un estudio más exhaustivo en cuanto a la forma de la partícula (por ejemplo considerando otras relaciones axiales de los prismas rectangulares, partículas con forma de prisma triangular, de tetraedro regular o partículas mucho más irregulares). En tercer lugar, hay que considerar la posibilidad de que las partículas contengan huecos en su interior; ya que el grano cometario es muy probable que muestre esta propiedad tal y como indican los modelos de formación del núcleo. Finalmente, dado que los cometas presentan la propiedad de color polarimétrico rojo, se deben calcular las propiedades de dispersión a otra longitud de onda (por ejemplo en el azul) y comprobar si se da esta propiedad.

6.3.1 Cambio en la composición

Se van a obtener las propiedades de dispersión simple modificando la composición del material y dejando constante el resto de parámetros del modelo. En la nueva composición las partículas no contienen hielo y están constituidas por una mezcla de un 13% de material con carbono y un 87% de material de tipo silicato. A esta mezcla la llamaremos **Mezcla 2**. En la página web: <http://www.astro.spbu.ru/JPDOC/entry.html>, de la base de datos JPDOC (Jena St.-Petersburg Database of Optical Constants), se pueden encontrar las referencias y los índices de refracción de distintos materiales de interés astrofísico. Los materiales elegidos para constituir la Mezcla 2 son el carbono amorfo (*Edoh 1983*) y una piroxina ($\text{Mg}_x \text{Fe}_{1-x} \text{SiO}_3$) con ($x=0.95$) (*Dorschner et al. 1995*); los valores de los índices de refracción de estos materiales a la longitud de onda de $0.6\mu\text{m}$ son $1.88+0.71*i$ y $1.5842+0.0003*i$ respectivamente. La regla de Maxwell-Garnett proporciona un valor para el índice de refracción de la mezcla de valor $1.628 + 0.089*i$.

La Figura 6.10 muestra todos los elementos de la matriz de scattering en función del ángulo de scattering obtenidos al promediar en tamaños para prismas rectangulares de esta nueva composición con diferentes relaciones entre sus tres ejes principales y usando una distribución de ley de potencias de índice negativo igual a 1.8.

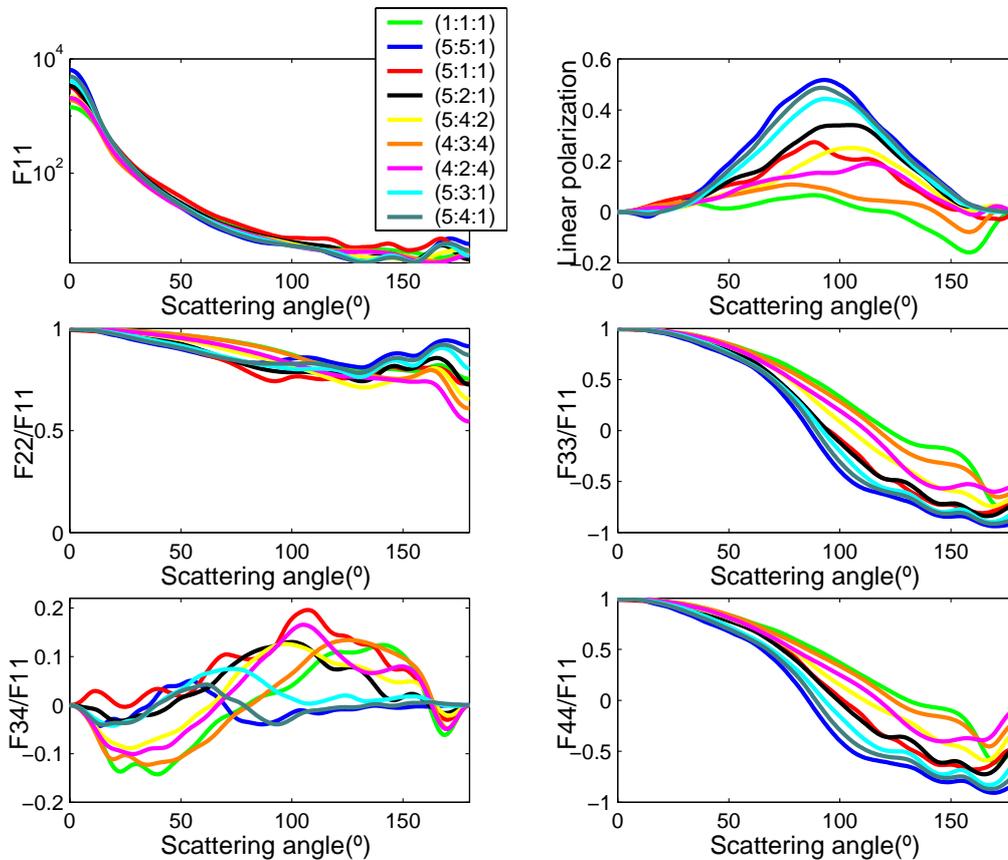


Fig 6.10 Propiedades de dispersión promediadas en tamaños para distintos prismas (Mezcla 2) en función del ángulo de scattering para una distribución de tamaños en forma de ley de potencias de índice $\alpha = 1.8$

Se observa que la rama negativa de polarización lineal es menos pronunciada que en el caso de las partículas de la Mezcla 1. Las formas 5:5:1, 5:4:1, 5:3:1 y 5:2:1 no presentan rama negativa y el máximo de polarización toma valores más altos. La forma del prisma más alargada (5:1:1) es la que más se asemeja a la curva de polarización medida en cometas. La forma de cubo (1:1:1) y la forma más cercana a ella (4:3:4), presentan una rama negativa más amplia muy distinta a la de las medidas. También se observa que el elemento F_{34}/F_{11} , cuya interpretación física no está definida, presenta una clara dependencia con la proporción axial de los ejes principales de los prismas.

La Figura 6.11 muestra la sensibilidad de las curvas promediadas en tamaño para una distribución de potencias con valores de índice de $\alpha = 0.5$, $\alpha = 1.8$ y $\alpha = 2.5$ para los prismas rectangulares con proporciones entre sus tres ejes principales de 5:5:1, 5:1:1 y 1:1:1.

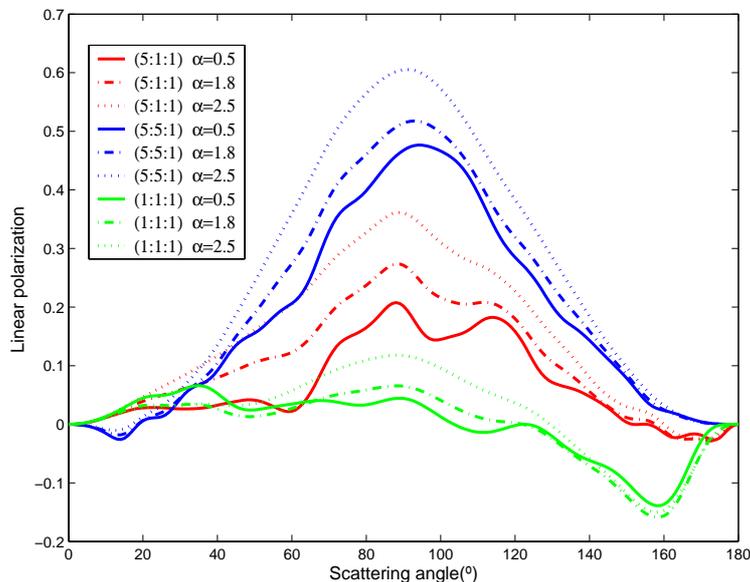


Fig 6.11 Curvas de promedios de tamaños de la polarización lineal para tres prismas rectangulares (Mezcla 2) con unas relaciones entre sus tres ejes principales de 5:5:1, 5:1:1 y 1:1:1 para una distribución de tamaños en ley de potencias con índices de $\alpha = 0.5$, $\alpha = 1.8$ y $\alpha = 2.5$

Al igual que en la Figura 6.4, de nuevo se observa que el máximo de polarización lineal aumenta y la rama negativa de polarización no cambia significativamente bajo una modificación en el índice de potencias de la ley de potencias para los tres prismas. También se observa que el prisma (5:5:1) no presenta rama negativa de polarización, mientras que los prismas (5:1:1) y (1:1:1) sí la muestran. Por otro lado, la rama negativa del prisma alargado tiene una forma muy cercana a los resultados medidos, mientras que para el cubo la forma es claramente muy distinta.

En la Figura 6.12 se muestran los resultados de promediar en tamaños y formas para distintos valores de los índices de la ley de potencias desde $\alpha_1 = 0.5$ y $\alpha_2 = 3.8$ hasta $\alpha_1 = 2.5$ y $\alpha_2 = 3.8$.

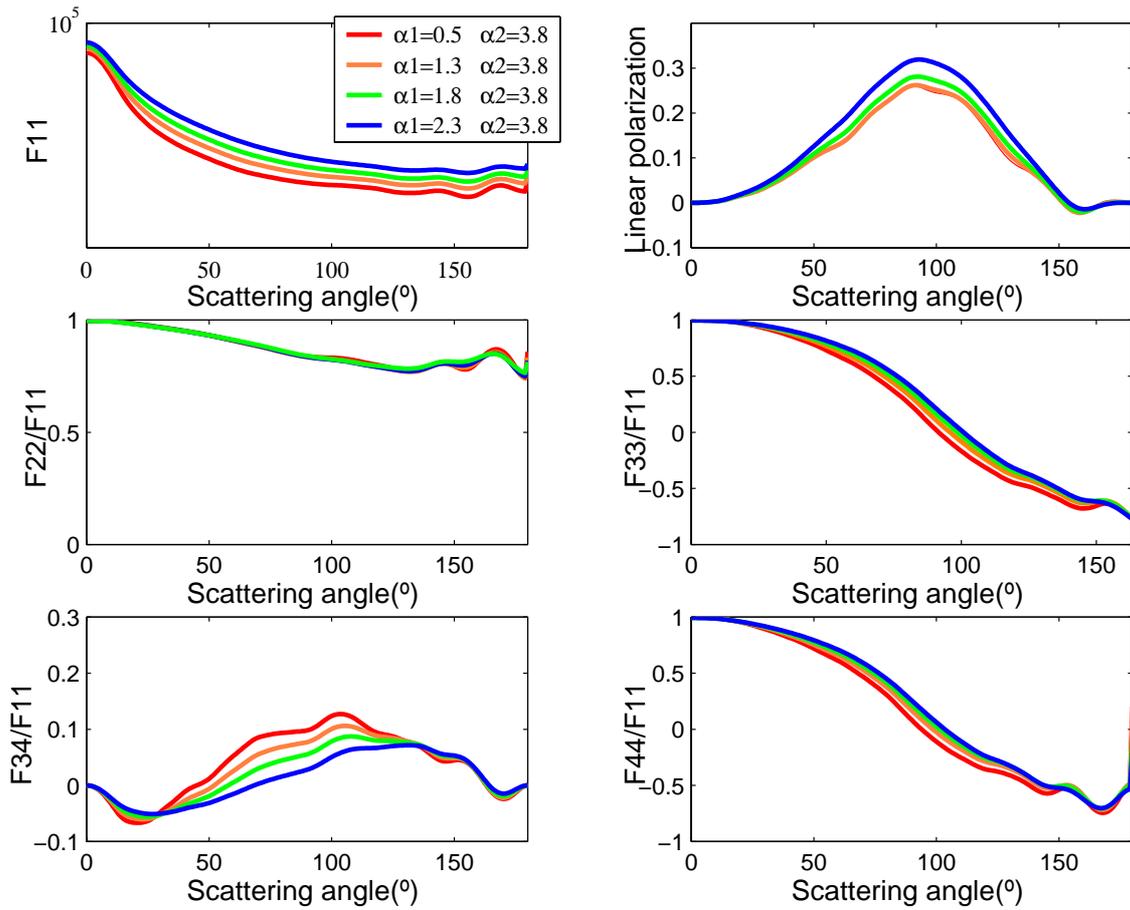


Fig 6.12 Propiedades de dispersión simple promediada en tamaños y formas para una distribución constante para la forma y una distribución de tamaños en forma de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es $\alpha_2 = 3.8$ y el índice para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm varía entre $\alpha_1 = 0.5$ y $\alpha_1 = 2.3$

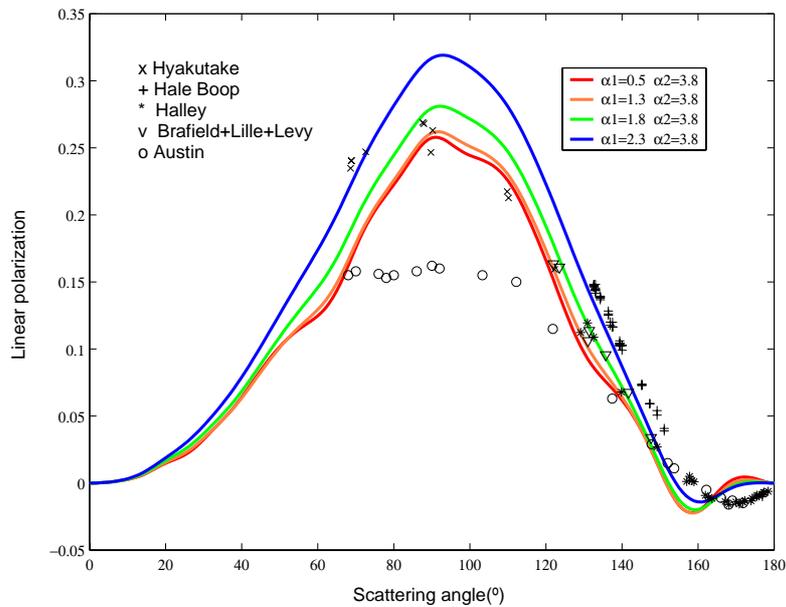


Fig 6.13 Curvas de polarización lineal promediada para una distribución de formas constante y para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es $\alpha_2 = 3.8$ y el índice para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm varía entre $\alpha_1 = 0.5$ y $\alpha_1 = 2.3$

Las curvas de la parte superior de la Figura 6.12 representan la función de fase y la curva de polarización lineal. Se observa que una variación de α_2 dentro de las fluctuaciones posibles en cometas, no modifica las propiedades de dispersión. No obstante, los cambios en α_1 no producen cambios apreciables en la rama negativa de polarización pero sí una clara variación en el máximo de P_{\max} . Hasta aquí los resultados son muy parecidos al caso anterior, no obstante, la rama negativa aparece desplazada hacia ángulos de scattering bastante mayores de 160° y la parte inicial parece más bien plana. Estos detalles se aprecian más fácilmente en la Figura 6.13, la cuál representa, aisladamente, la curva de polarización lineal; sobre la misma se han representado las medidas de polarización de algunos cometas.

De la comparación de los resultados de la polarización lineal con las medidas cometarias se obtiene lo siguiente:

- 1) Se observa que la pendiente de la curva se ajusta aproximadamente a la pendiente de las curvas medidas en cometas. Esto muestra que una **disminución del albedo del material (se ha eliminado el hielo) produce un aumento de la pendiente de la curva de polarización**.
- 2) Los resultados no reproducen bien la rama negativa de polarización. No obstante, si se tienen en cuenta los resultados de las Figuras 6.10 y 6.11 se observa de nuevo que la rama negativa depende bastante del tipo de prisma considerado en lo que se refiere a sus razones axiales.

Dado que la distribución de forma utilizada para realizar los cálculos es constante (cada forma aparece en la muestra en las mismas proporciones), estos resultados sugieren realizar de nuevo los cálculos dando distintos pesos a cada una de las formas.

6.3.2 Cambio en la distribución de formas (distribución no constante)

La distribución de formas puede ser modificada asignando distinto peso a cada una de las formas. La Figura 6.14 muestra el grado de polarización lineal en función del ángulo de scattering obtenido al promediar en tamaños y en formas para una distribución de formas no constante (se ha asignado un peso del 50% a la forma del prisma alargado (5:1:1) y el 50% restante se ha repartido entre las formas restantes de modo equitativo). En esta figura también se encuentran superpuestas las medidas de polarización de algunos cometas.

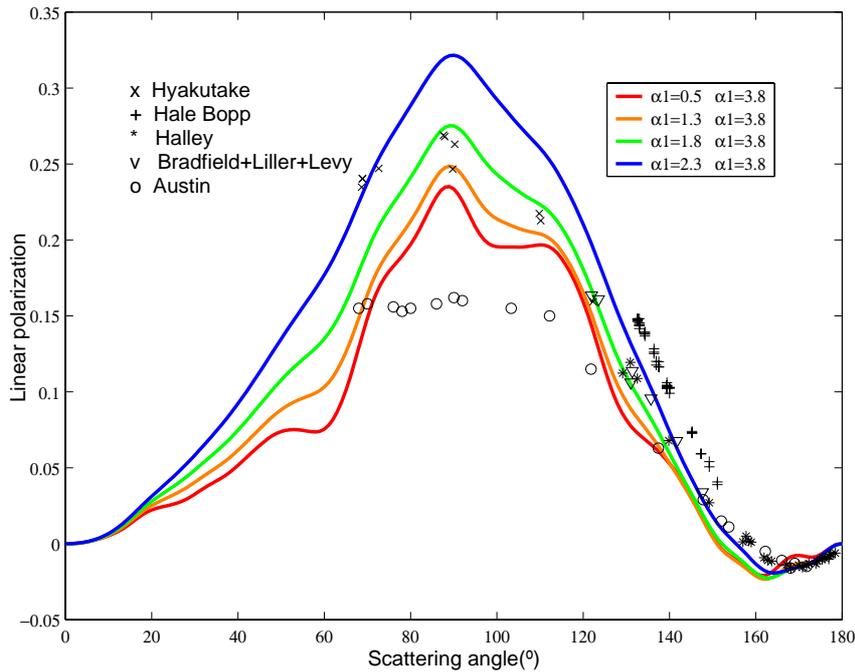


Fig 6.14 Curvas de polarización lineal promediada para una distribución de formas no constante en la que predominan las formas alargadas y para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es $\alpha_2 = 3.8$ y el índice para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm varía entre $\alpha_1 = 0.5$ y $\alpha_1 = 2.3$

De la comparación de los resultados de la polarización lineal obtenidos en la Figura 6.14 y de los proporcionados por otras distribuciones de formas consideradas con las medidas cometarias se tiene:

- 1) Los mejores ajustes a la curva de polarización lineal se obtienen si se considera que predomina la forma de prisma alargado (5:1:1). Esto muestra que si **el grano cometario fuese compacto y constituido por la Mezcla 2 predominarían las formas alargadas**. El resultado también indica que es interesante estudiar qué es lo que ocurre para las formas alargadas si se considera la Mezcla 1.

La Figura 6.15 muestra el promedio en tamaños para una distribución de ley de potencias con índices de valores $\alpha_1 = 1.8$ y $\alpha_2 = 3.8$ para la forma de prisma rectangular con proporción entre sus ejes principales de (5:1:1) y para la Mezcla 1.

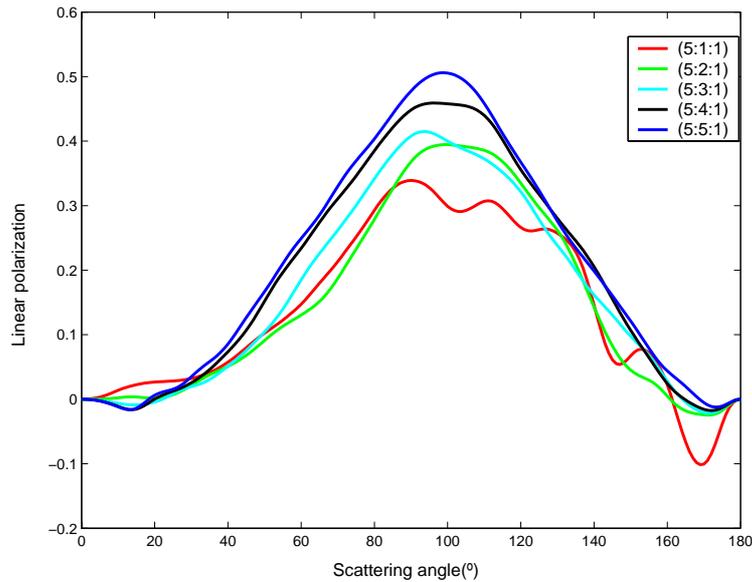


Fig 6.15 Curvas de polarización lineal promediadas en tamaños con índices de valores $\alpha_2 = 3.8$ y $\alpha_1 = 1.8$ para los prismas rectangulares 5:1:1, 5:2:1, 5:3:1, 5:4:1 y 5:5:1 y para la Mezcla 1

Se observa que los prismas más alargados (5:1:1 y 5:2:1) son los que presentan un ángulo de inversión alrededor de los 160° y una forma parabólica de rama negativa de polarización. Sin embargo, para la Mezcla 1, el prisma rectangular de proporciones axiales (5:1:1) presenta una rama negativa de polarización muy pronunciada en comparación a la que muestran las medidas de cometas.

La Figura 6.16 representa el promedio en tamaños para la forma de prisma rectangular con proporción entre sus ejes principales de (5:1:1) para las dos mezclas y con índices de la distribución de tamaños de valores $\alpha_2 = 3.8$ y α_1 variando desde 2.5 hasta 1.

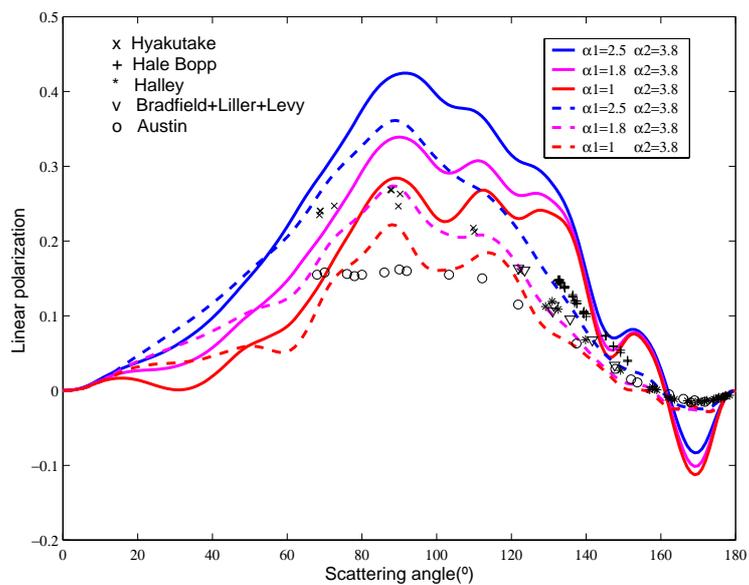


Fig 6.16 Curvas de polarización lineal promediadas en tamaños con índices de valores $\alpha_2 = 3.8$ y α_1 tomando valores de 2.5, 1.8 y 1 para el prisma rectangular 5:1:1 de la Mezcla 1 (línea continua) y de la Mezcla 2 (línea discontinua)

En esta última gráfica se puede apreciar que el ángulo de inversión ocurre, aproximadamente para el valor del ángulo de scattering de 160° en ambos casos.

6.3.3 Cambio en la forma

Se ha visto que la rama negativa de polarización depende bastante de la forma de la partícula. Tiene interés por tanto, ampliar la distribución de prismas rectangulares con otras proporciones axiales, o bien considerar formas de partículas que tengan geometrías más extremas; por ejemplo un tetraedro regular o un prisma triangular que presentan vértices mucho más agudos o bien partículas con mucha irregularidad.

6.3.3.1 Ampliación de prismas rectangulares

La distribución de prismas rectangulares que se ha considerado hasta el momento ha sido elegida al azar (**5:5:1, 5:1:1, 1:1:1, 5:3:1, 5:2:1, 2:1:2, 4:3:4, 5:4:2 y 5:4:1**). Dicha distribución va a ser ampliada de modo que entre las formas más extremas (un “lápiz” y un “cubo”, un lápiz y una “baldosa” y una “baldosa” y un cubo”) se incluyan prismas rectangulares de composición dada por la Mezcla 2 y cuya relación entre sus ejes principales es el resultado de modificar la longitud de uno o dos de sus ejes principales en su evolución desde una de las forma extrema hasta la otra.

Se van a considerar tres casos:

1) En primer lugar se incluyen prismas rectangulares que evolucionan desde un “lápiz” hasta un “cubo” cuya relación entre sus ejes principales es de 5:2:2, 5:3:3 y 5:4:4. En este caso, se está variando la proporción de dos de sus ejes principales.



La Figura 6.17 muestra los resultados de las propiedades de dispersión simple de promedios en tamaños para estos cinco prismas rectangulares en su evolución desde el “lápiz” al “cubo”.

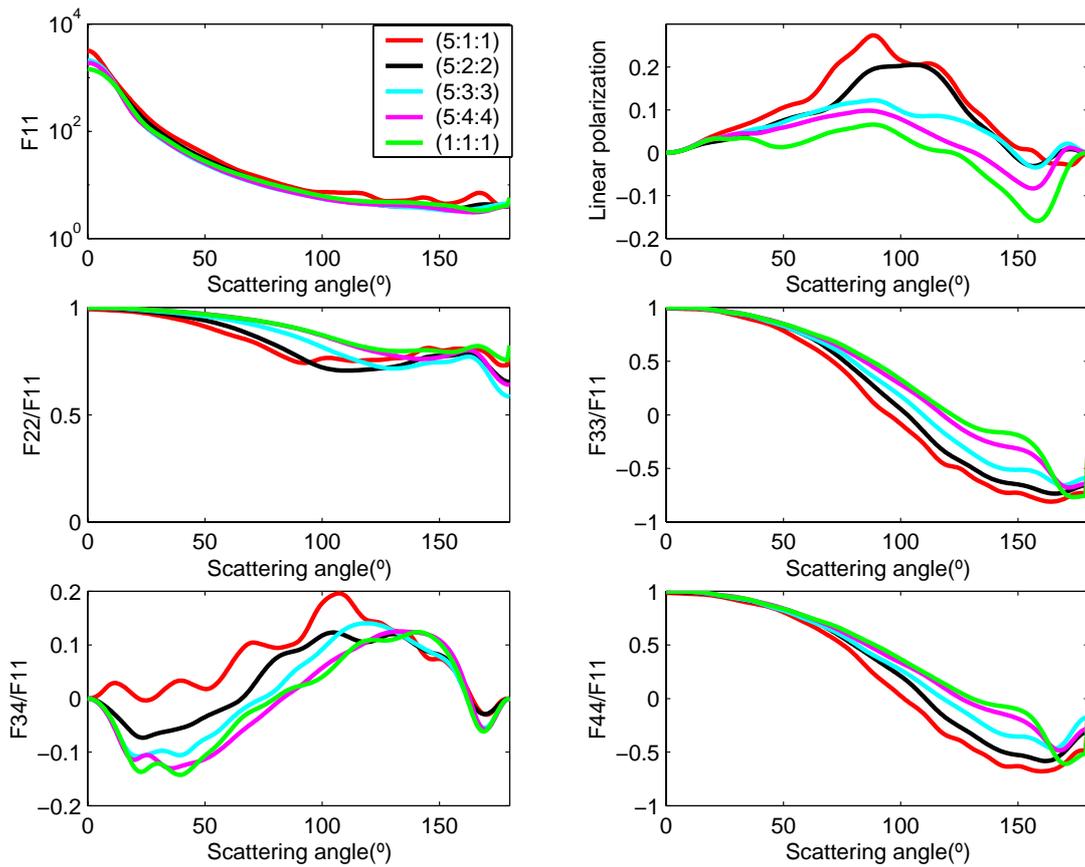
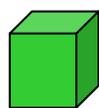


Fig 6.17 Propiedades de dispersión simple promediada en tamaños para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es de $\alpha_2 = 3.8$ y el índice para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm de $\alpha_1 = 1.8$ para los prismas de proporciones entre sus ejes principales de 5:1:1, 5:2:2, 5:3:3, 5:4:4 y 1:1:1

2) En segundo lugar se incluyen prismas rectangulares que evolucionan desde un “cubo” hasta una “baldosa” cuya relación entre sus ejes principales es de 5:5:4, 5:5:3 y 5:5:2, variando la proporción de uno de sus ejes principales.



(1:1:1)

CUBO



(5:5:4)



(5:5:3)



(5:5:2)



(5:5:1)



BALDOSA

La Figura 6.18 muestra los resultados de las propiedades de dispersión simple de promedios en tamaños para esto cinco prismas rectangulares en su evolución desde el “cubo” a la “baldosa”.

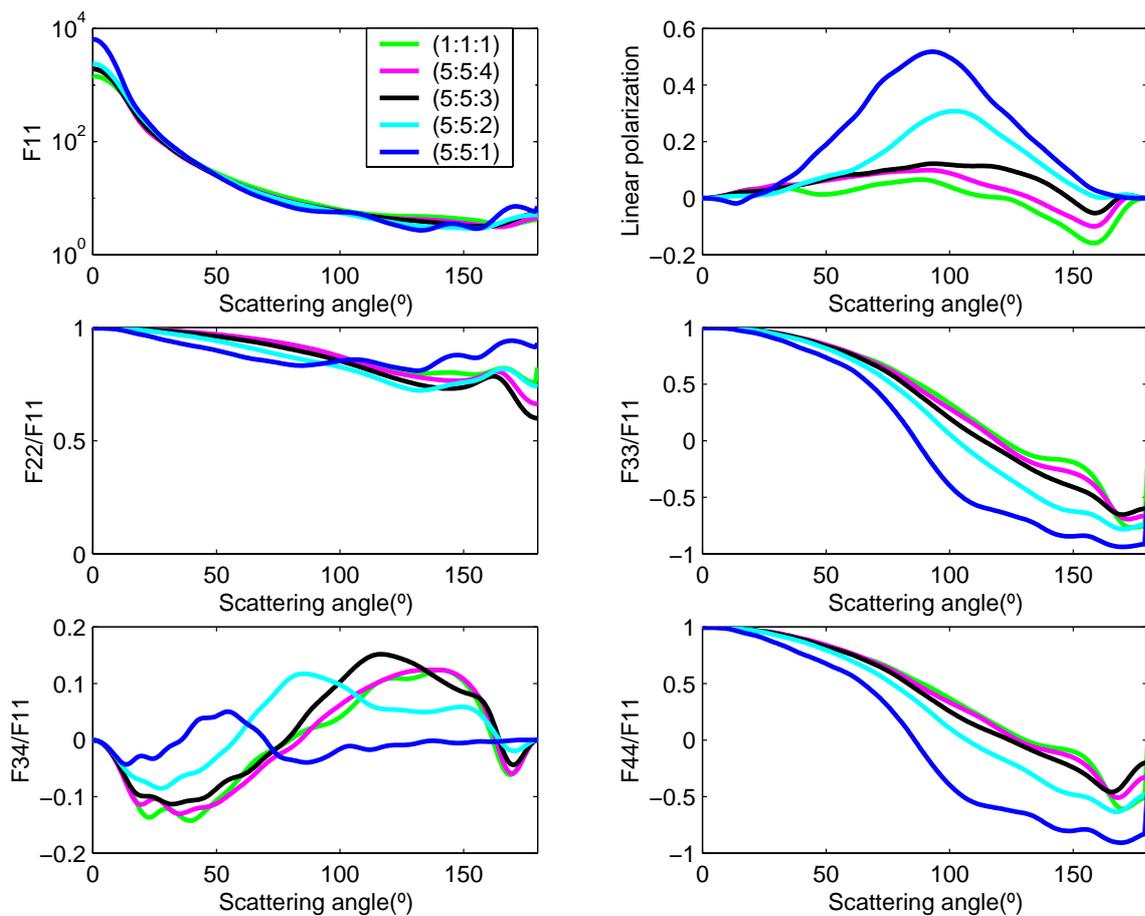


Fig 6.18 Propiedades de dispersión simple promediada en tamaños para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es de $\alpha_2 = 3.8$ y el índice para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm de $\alpha_1 = 1.8$ para los prismas de proporciones entre sus ejes principales de 1:1:1, 5:5:4, 5:5:3, 5:5:2 y 5:5:1

3) En tercer lugar se incluyen prismas rectangulares que evolucionan desde una “baldosa” hasta un “lápiz” cuya relación entre sus ejes principales es de 5:4:1, 5:3:1 y 5:2:1, variando la proporción de uno de sus ejes principales.



(5:5:1)

BALDOSA



(5:4:1)



(5:3:1)



(5:2:1)



(5:1:1)

LÁPIZ



La Figura 6.19 muestra los resultados de las propiedades de dispersión simple de los promedios en tamaños para estos cinco prismas rectangulares en su evolución desde la “baldosa” al “lápiz”.

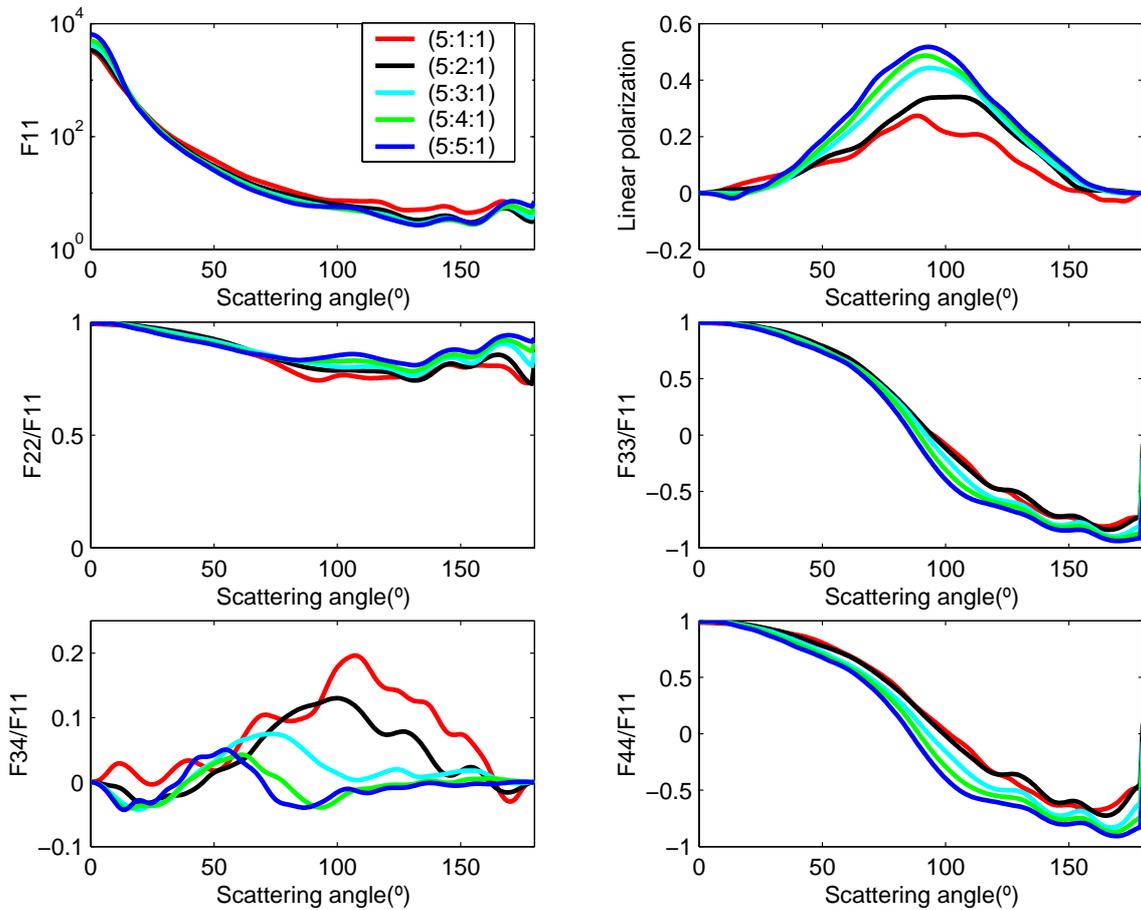


Fig 6.19 Propiedades de dispersión simple promediada en tamaños para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia donde el índice para las partículas de tamaño comprendido entre 10 y 100 μm es de $\alpha_2 = 3.8$ y para las partículas con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm de $\alpha_1 = 1.8$ para los prismas de proporciones entre sus ejes principales de 5:5:1, 5:4:1, 5:3:1, 5:2:1 y 5:1:1

A partir de la Figuras 6.17, 6.18 y 6.19 se puede concluir:

1) La rama negativa de polarización lineal depende claramente del prisma rectangular que se esté considerando. La Figura 6.19 muestra como las formas más aplanadas pierden la rama negativa de polarización y presentan un valor más alto del máximo de polarización. Además, la forma de “lápiz” es la que mejor se ajusta tanto en la rama negativa como a la positiva de polarización en cometas (véase Figuras 6.17 y 6.19). Para el “cubo” y las formas cercanas al mismo, se observa como la rama negativa se va haciendo más amplia y profunda de modo que se aleja de la forma que presenta la rama negativa en los cometas. Este resultado incide en el hecho de que si en los cometas hubiese partículas compactas de la Mezcla 2, para reproducir sus propiedades de scattering habría que considerar una mayor proporción de prismas rectangulares alargados que de otras proporciones axiales.

2) El elemento F_{34}/F_{11} parece estar relacionado con la proporción entre los ejes principales de los prismas rectangulares.

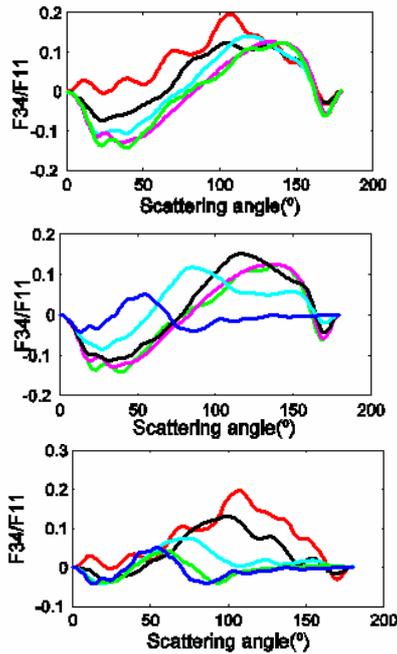


Fig 6.20 El elemento F_{34}/F_{11} de los prismas rectangulares usados

En la Figura 6.20 se tienen representados, al mismo tiempo, el elemento F_{34}/F_{11} para los distintos prismas rectangulares de las tres figuras previas. En la parte superior, del 5:1:1 (línea roja), 5:2:2, 5:3:3, 5:4:4, hasta el 1:1:1 (línea verde). En el medio, del 1:1:1 (línea verde), 5:4:4, 5:3:3, 5:2:2, hasta el 5:1:1 (línea azul). En la parte inferior, del 5:5:1 (línea azul), 5:4:1, 5:3:1, 5:2:1, hasta el 5:1:1 (línea roja).

Entre las formas más extremas (“cubo”, “baldosa” y “lápiz”) se observa una transición paulatina de la curva que representa el elemento F_{34}/F_{11} . La diferencia fundamental entre estas formas tan extremas es la proporción tan dispar que existe entre los ejes principales de cada una de ellas.

Este resultado sugiere que el **elemento F_{34}/F_{11} puede ser un indicador cualitativo de cuál es la relación de proporcionalidad entre los ejes principales de las partículas que predominan**. No obstante, para poder afirmar esto de una manera más contundente, sería necesario comprobar si existe una tendencia similar con otras formas de partículas distintas al prisma rectangular.

6.3.3.2 Partículas con forma de tetraedro regular

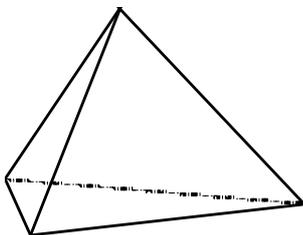


Fig 6.21 Partícula con forma de tetraedro regular

El considerar partículas con vértices más agudos tiene interés ya que una partícula irregular es más probable que presente formas con picos. Se va hacer el estudio de las propiedades de dispersión para partículas con forma de tetraedro regular y de composición dada por la Mezcla 2 (véase Fig. 6.21).

La Figura 6.22 muestra los resultados de promediar en tamaños para una distribución de tetraedros regulares cuyos tamaños vienen dados por una ley de potencia de exponente negativo con índice $\alpha = 1.8$ y variando los radios equivalentes entre 0.1 y 1.0 μm .

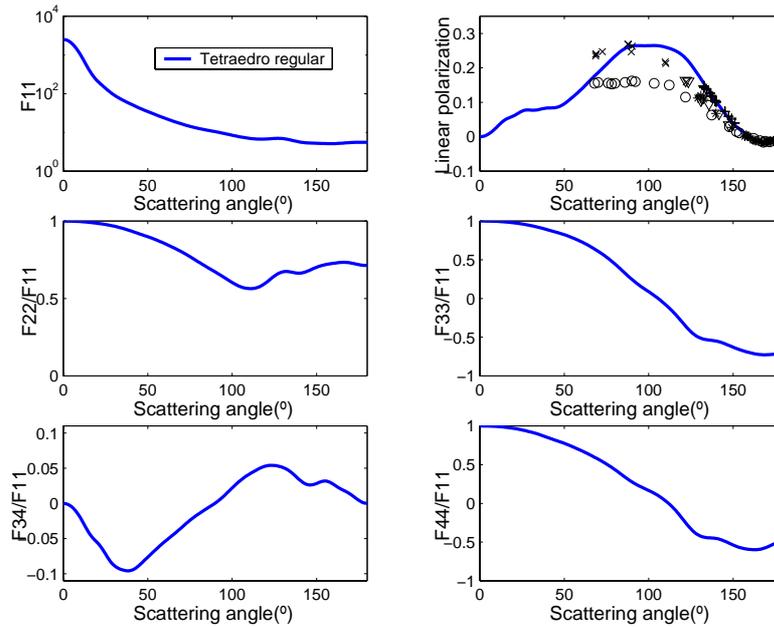


Fig 6.22 Propiedades de dispersión simple promediada para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia de índice $\alpha = 1.8$ con radios equivalentes variando desde 0.1 hasta 1.0 μm para partículas con forma de tetraedro regular y algunas medidas de polarización en cometas

Se infiere, por tanto que es posible acercarse a la curva de polarización lineal medida en cometas con una distribución de tetraedros regulares.

Para poner de manifiesto algunos detalles, en la Figura 6.23, se representan conjuntamente los cálculos de las propiedades de dispersión promediada en tamaños desde 0.1 a 1.0 μm con valor del índice de potencia de la distribución igual a 1.8 para partículas con forma de cubo, de prisma rectangular de proporciones axiales igual a 5:1:1 y de tetraedro regular.

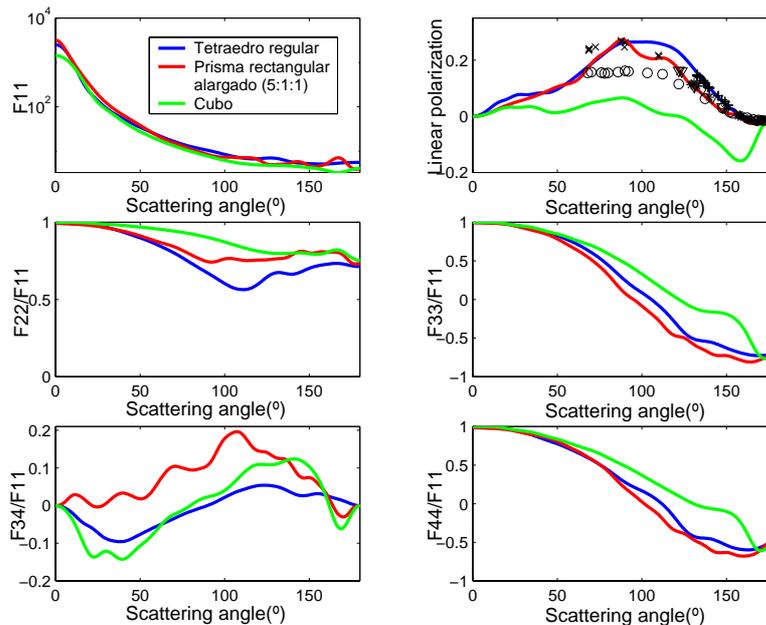


Fig 6.23 Propiedades de dispersión simple promediada para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia de índice $\alpha = 1.8$ para partículas con forma de cubo (línea verde), de prisma rectangular (línea roja) tetraédrica (línea azul) y algunas medidas de polarización en cometas

Estas representaciones conjuntas muestran que:

- 1) La forma de prisma alargado y de tetraedro regular se ajustan bastante bien a las medidas de polarización lineal en cometas.
- 2) El elemento F_{22}/F_{11} para el tetraedro regular es más bajo para todos los ángulos de scattering que para los prismas rectangulares. Esto confirma el mayor grado de no esfericidad de esta forma ya que tiene vértices con ángulos más pronunciados que el prisma rectangular.
- 3) El resultado del elemento F_{34}/F_{11} para el caso del tetraedro regular se asemeja más al resultado del cubo que al del prisma alargado. Si se considera que este elemento de la matriz de scattering puede estar relacionado con las proporciones axiales de la partícula, entonces el resultado obtenido confirma que las longitudes axiales del tetraedro regular son muy parecidas entre si, tal y como ocurre con el caso del cubo.

Hasta ahora sólo se han comparado los resultados con las medidas de la curva de polarización lineal en cometas. También tiene interés comparar los resultados con las medidas de dispersión simple en el laboratorio de análogos cometarios o de polvo de minerales¹. Los resultados, no obstante, sólo serían directamente comparables con las medidas de dichas muestras minerales si se considerasen idénticas funciones de distribución de tamaños e idénticos índices de refracción a los de dichas muestras, que no siempre se conocen de una manera precisa. Sin embargo, y debido a las pocas diferencias que exhiben dichas medidas de laboratorio para distintos minerales en lo que respecta a los diferentes elementos de matriz, es muy ilustrativo un estudio de las tendencias teóricas de dichos parámetros de scattering. En las Figuras 3.15 del capítulo 3 se muestran los elementos de matriz de dispersión para una muestra de olivino S (véase figura 3.16) a 632.8 nm.

Seguidamente, la Figura 6.24 muestra una representación conjunta de las medidas de dispersión simple en el laboratorio (Figura 3.15) y los resultados de la Figura 6.23

¹ Las medidas de laboratorio tienen para F_{34} el signo cambiado respecto a lo "usual" (por ejemplo, los resultados que se obtienen directamente con el T-matrix o el DDA). Esto es debido a que en dichas medidas el factor de tiempo usado para definir los parámetros de Stokes es $\exp(i\omega t)$ y no $\exp(-i\omega t)$ el cual causa un cambio de signo en el cociente F_{34}/F_{11} . (Véase *Mishchenko et al. 2000; Volten 2001*). Este cambio de signo está diciendo implícitamente que se usa un convenio de signo diferente. En conclusión, en nuestros cálculos realizados con DDA se ha tenido que cambiar el signo del cociente F_{34}/F_{11} para poder comparar los resultados con las medidas de laboratorio.

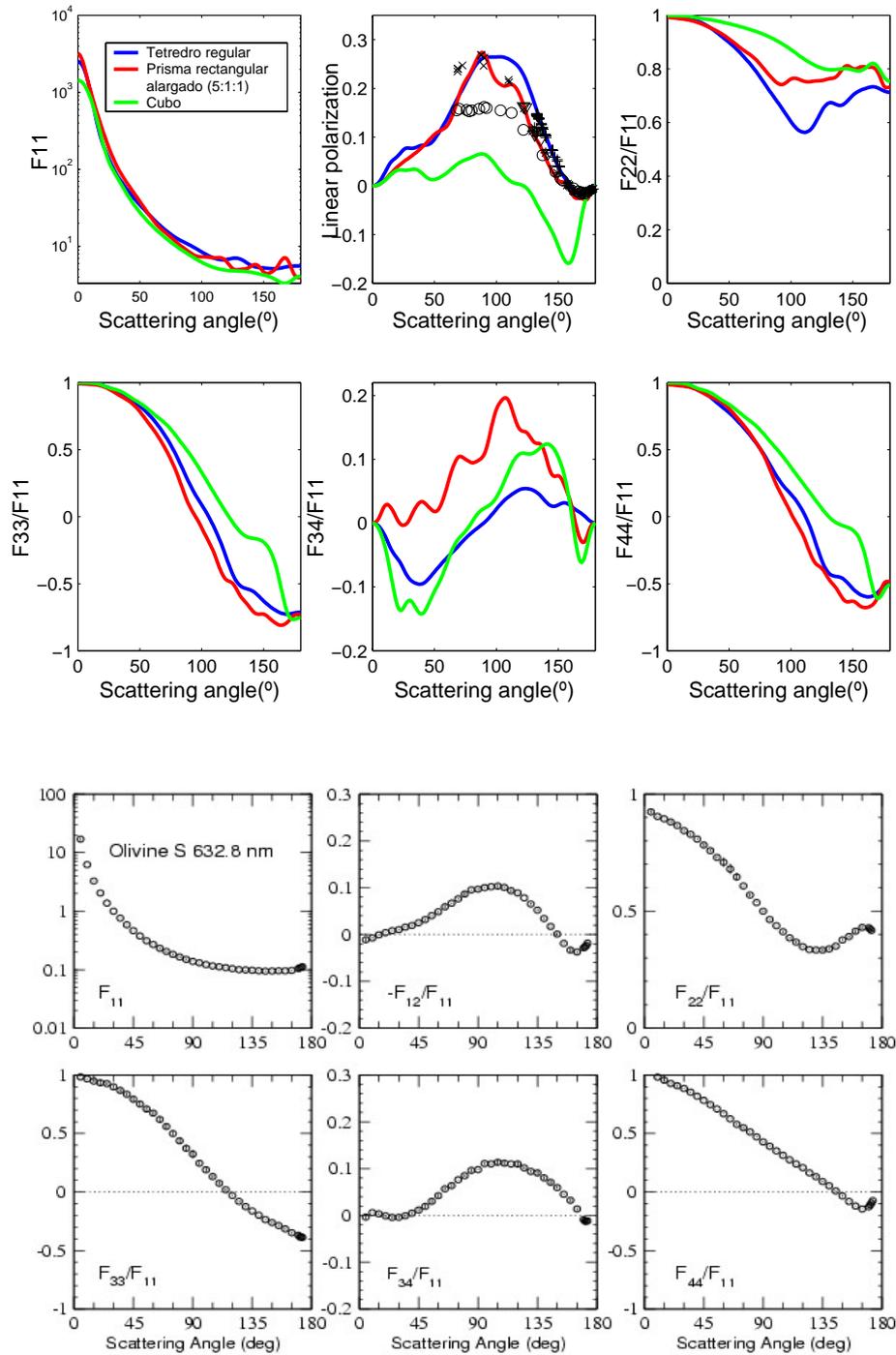


Fig 6.24 Representación conjunta de los cálculos de las propiedades de dispersión de la Figura 6.23 y los resultados de las medidas de dispersión simple en el laboratorio Figura 3.15

La comparación de los cálculos con las medidas de laboratorio indican que:

- 1) Las medidas de polarización lineal para el “lápiz” y el tetraedro regular se acercan a las medidas de polarización en el laboratorio y a su vez a las medidas en cometas. Esto indica que

un conjunto de partículas irregulares cuyas medidas muestren estos resultados podrían ser reproducidas con partículas sintéticas en las que predominen las partículas con formas alargadas y con picos.

2) El elemento F_{34}/F_{11} para el caso del “lápiz” se acerca más a las medidas de laboratorio que el tetraedro o el “cubo” (ambos presentan proporciones entre sus tres ejes principales muy similares). Esto sugiere que sería conveniente realizar los cálculos de dicho elemento de matriz con partículas que sean alargadas y que a su vez presenten formas con picos (por ejemplo, prismas triangulares).

3) Cualquiera de los prismas rectangulares presenta un valor más alto del elemento F_{22}/F_{11} que en el caso del tetraedro regular. No obstante, las medidas de laboratorio ponen de manifiesto un mayor grado de irregularidad para las partículas naturales (con valores más bajos de F_{22}/F_{11}), no reproducible con este tipo de partículas regulares aunque presenten picos o vértices agudos.

Además de medidas con muestras de polvo de minerales, en el laboratorio también se han realizado medidas de muestras de cenizas volcánicas (Muñoz *et al.* 2001). La similitud entre las propiedades de dispersión medidas para estas cenizas y las obtenidas promediando en tamaños para la forma del “cubo” hace que sea de interés compararlas. También se observa una similitud parecida al promediar en tamaños partículas con forma esférica.

La Figura 6.25 representa una muestra de las partículas de cenizas que dan lugar a las medidas de la Figura 6.26. El índice de refracción de las mismas se estima en el rango de 1.5-1.7 - 0.001-0.00001*i*. Se puede apreciar que las partículas tienen una estructura de esferas pequeñas o agregados de las mismas.

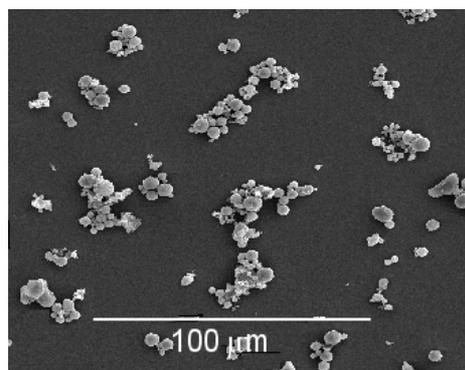


Fig 6.25 Muestra de cenizas (Muñoz *et al.* 2001)

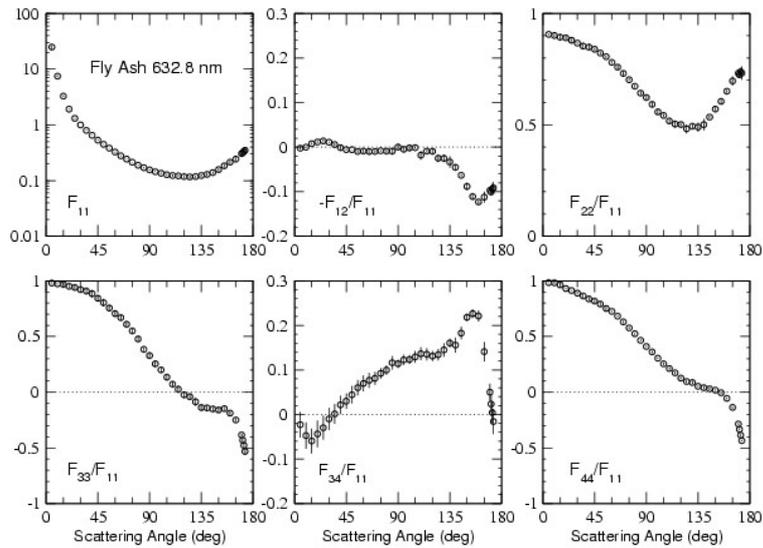


Fig 6.26 Todos los elementos de matriz de dispersión para una muestra cenizas a 632.8 nm (Muñoz et al. 2001)

La Figura 6.27 está representando los cálculos de las propiedades de dispersión simple para partículas con forma de “cubo” y de esfera promediadas en tamaños de acuerdo a una ley de potencia de exponente negativo cuyo valor es -1.8 para radios equivalentes comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm .

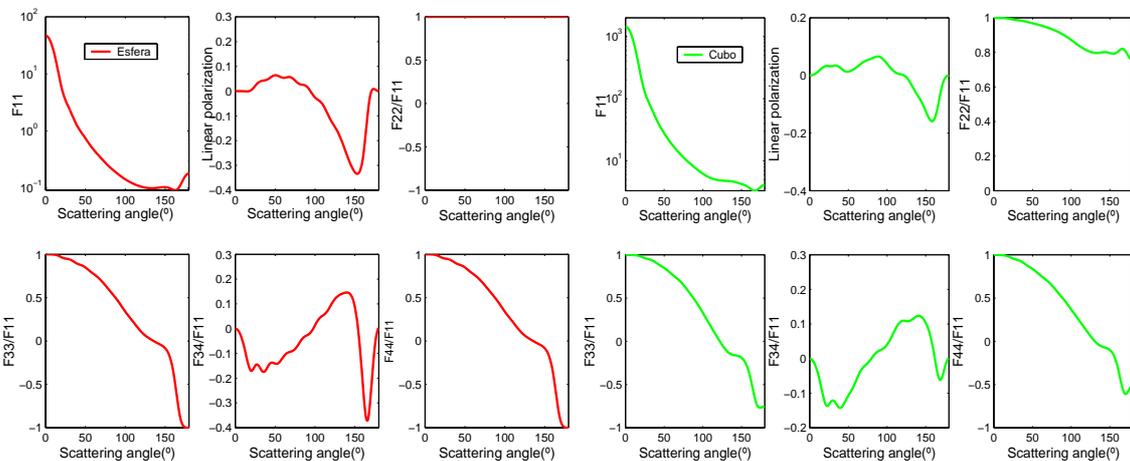


Fig 6.27 Propiedades de dispersión simple promediada para una distribución de tamaños en forma de ley de potencia de índice $\alpha = 1.8$ con tamaños comprendidos entre 0.1 y 1.0 μm para partículas esféricas (línea roja) y para el cubo (línea verde)

La comparación de estos cálculos con las medidas de laboratorio indica que:

- 1) Las medidas de polarización lineal para el cubo y la esfera presentan semejanzas entre ellas y con las medidas de laboratorio de las cenizas volcánicas en la mayoría de los elementos de la

matriz de dispersión. La única excepción la constituye el elemento F_{22}/F_{11} que para el caso de la esfera lógicamente, es igual a la unidad para todos los ángulos de scattering y para el caso del “cubo” muestra valores más altos que los correspondientes a la muestra de laboratorio por tratarse de una forma regular. Esto, posiblemente, indica la existencia de alguna característica común en estos tres tipos de muestras de partículas.

2) El elemento F_{34}/F_{11} , salvo el pico pronunciado que da para ángulos de scattering muy grandes en el caso de la esfera, presenta similitud en los tres casos. Esto podría estar indicando que las partículas que predominan en las tres muestras deben de tener una relación entre sus ejes principales muy parecida. La mayoría de las partículas que constituyen la muestra de cenizas volcánicas tienen una estructura de agregado de esferas. Esto puede estar indicando que la unidad estructural que da origen al agregado podría llegar a estar representada en el elemento F_{34}/F_{11} .

6.3.3.3 Partículas con forma de prisma triangular

Ahora vamos a trabajar con partículas con la forma de prisma triangular. Es posible considerar formas muy extremas (desde alargadas hasta aplanadas), pero con vértices distintos al caso del prisma rectangular. Se van a obtener las propiedades de dispersión de cuatro prismas rectangulares dos de ellos alargados (uno más que otro), uno con forma más aplanada y otro con proporciones axiales similares

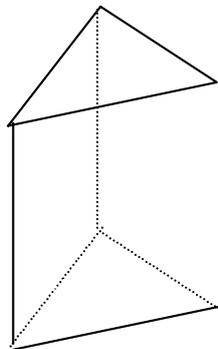


Fig 6.28 Partícula con forma de prisma triangular

En la Figura 6.29 se muestran las propiedades de dispersión promediadas en tamaños para una distribución en forma de ley de potencia de índice $\alpha = 1.8$ para partículas en forma de prisma triangular cuyo radio equivalente varía entre 0.1 y 1.0 μm . En la Figura 6.30 se muestra únicamente el grado de polarización lineal junto algunas medidas de polarización lineal en cometas.

PRISMAS TRIANGULARES

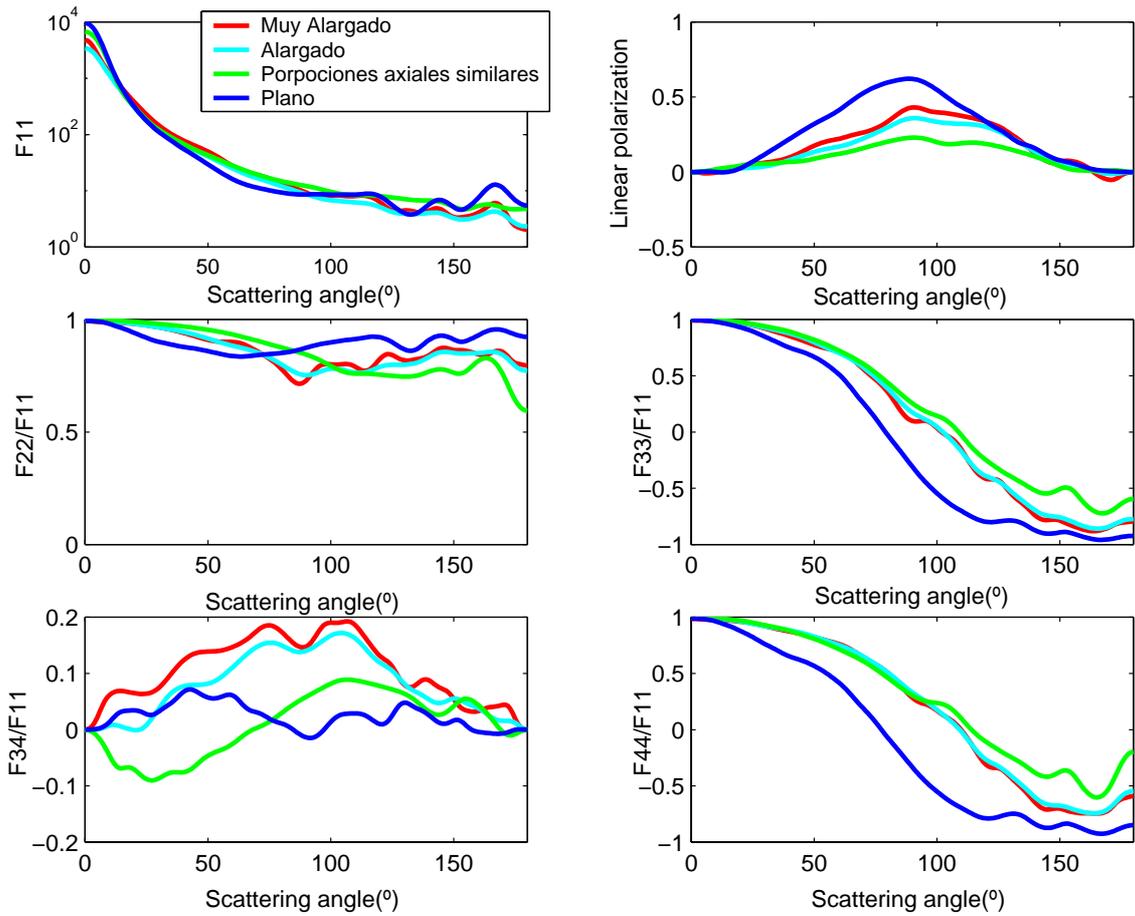


Fig 6.29 Propiedades de dispersión simple promediada para una distribución de tamaños en forma de ley de potencias de índice $\alpha = 1.8$ para cuatro prismas triangulares, dos alargados (línea roja y cian), otro plano (línea azul) y un cuarto con proporciones axiales similares (línea verde)

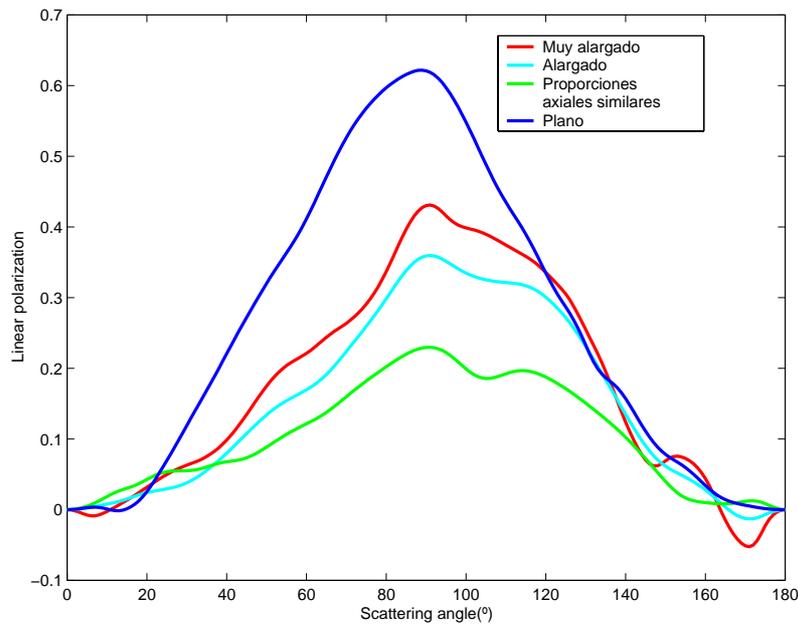


Fig 6.30 Polarización lineal promediada para una distribución de tamaños en forma de ley de potencias de índice $\alpha = 1.8$ para cuatro prismas triangulares, dos de ellos alargados (línea roja y cian), otro plano (línea azul) y un cuarto con proporciones axiales similares (línea verde)

A la vista de los resultados se obtiene que:

- 1) Los prismas triangulares más alargados presentan una forma de la curva de polarización lineal parecida a la que se mide en los cometas y en algunas de las medidas en laboratorio (véase Figuras 6.30 y 3.15)

Este resultado vuelve a sugerir que ***para intentar reproducir las propiedades de scattering de una muestra natural de partículas con un conjunto de prismas triangulares, hay que suponer una mayor proporción de prismas alargados.***

- 2) El elemento F_{34}/F_{11} presenta una tendencia similar a la obtenida en las formas previas.

Esto pone de manifiesto que este elemento es muy probable que tenga que ver con la relación de proporcionalidad que existe entre los ejes principales de las partículas.

6.3.3.4 Partículas irregulares compactas

Se puede generar una partícula irregular con 13 cubos insertados (Draine & Weingartner 1996) usando la opción **DW1996** de la función **calltarget.f** asociada al código DDA. La Figura 6.31 muestra una imagen de esta partícula.

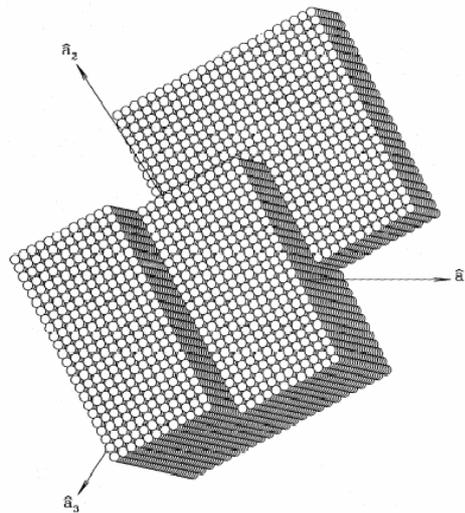


Fig. 6.31 Partícula irregular constituida por 13 cubos insertados (Draine & Weingartner 1996)

La Figura 6.32 representa el cálculo de las propiedades de dispersión para una partícula irregular con esta forma promediadas en tamaños desde 0.1-1.0 μm y considerando una distribución de tamaños en forma de ley de potencias de exponente negativo con $\alpha = 1.8$. Los cálculos se han realizado tanto para la Mezcla 1 como para la Mezcla 2.

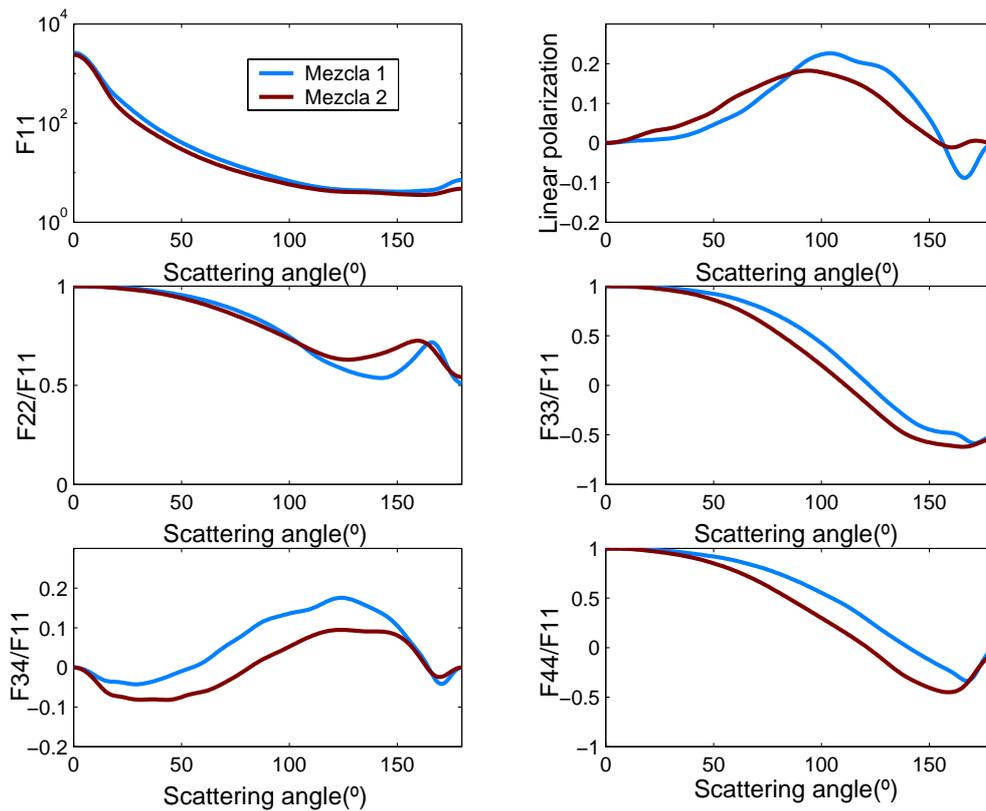


Fig 6.32 Propiedades de dispersión promediadas en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual a -1.8 para una partícula irregular (13 cubos insertados) para la Mezcla 1 (color azul) y la Mezcla 2 (color marrón)

La Figura 6.33 muestra exclusivamente la curva de polarización lineal de la figura previa. Superpuesta a la misma se tienen las medidas de polarización en cometas.

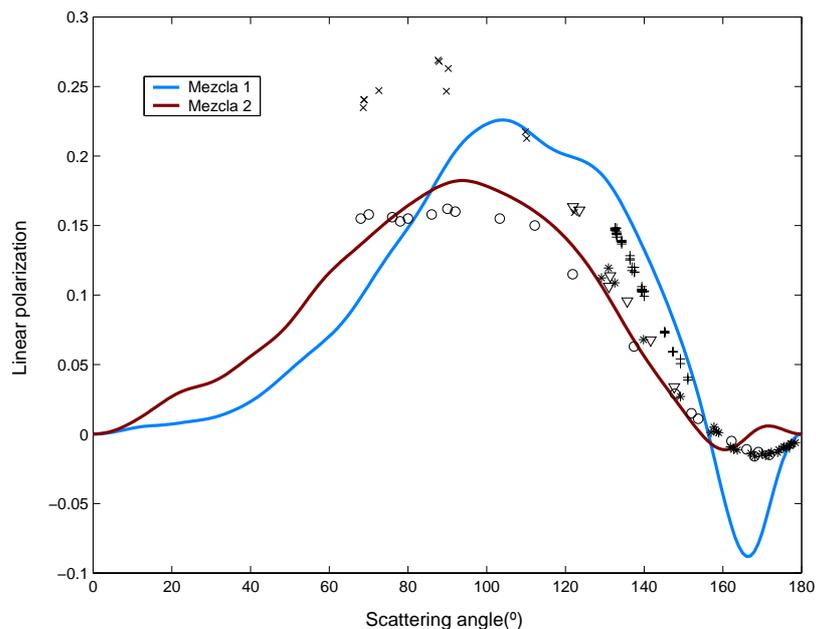


Fig 6.33 Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual a -1.8 para una partícula irregular (13 cubos insertados) para la Mezcla 1 (color azul) y la Mezcla 2 (color marrón) y algunas medidas de polarización en cometas

Este resultado muestra unas curvas de polarización muy parecidas a las obtenidas para estas dos mezclas promediando en tamaños y en formas para una distribución de prismas rectangulares constante con proporciones entre sus ejes principales de 5:5:1, 5:1:1, 1:1:1, 5:3:1, 5:2:1, 2:1:2, 4:3:4, 5:4:2 y 5:4:1. En la Figura 6.34 se muestran estos promedios para las dos mezclas junto con las medidas cometarias de la polarización lineal.

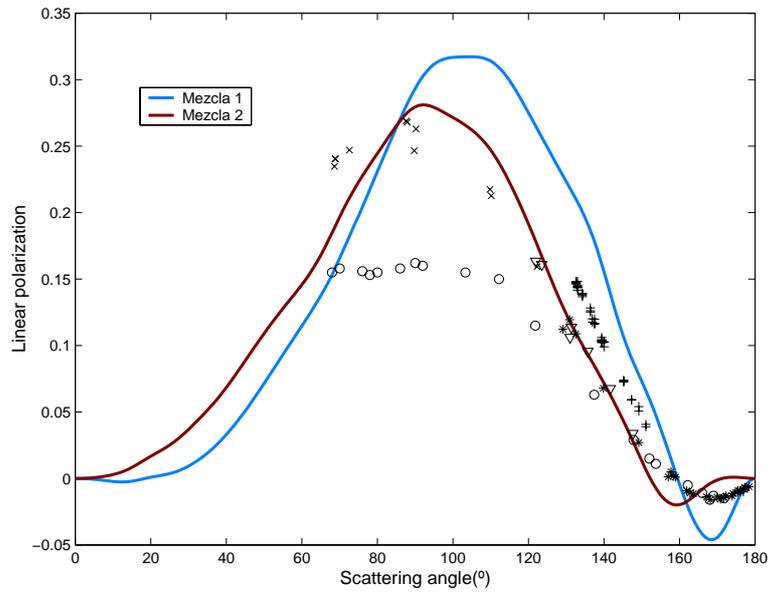
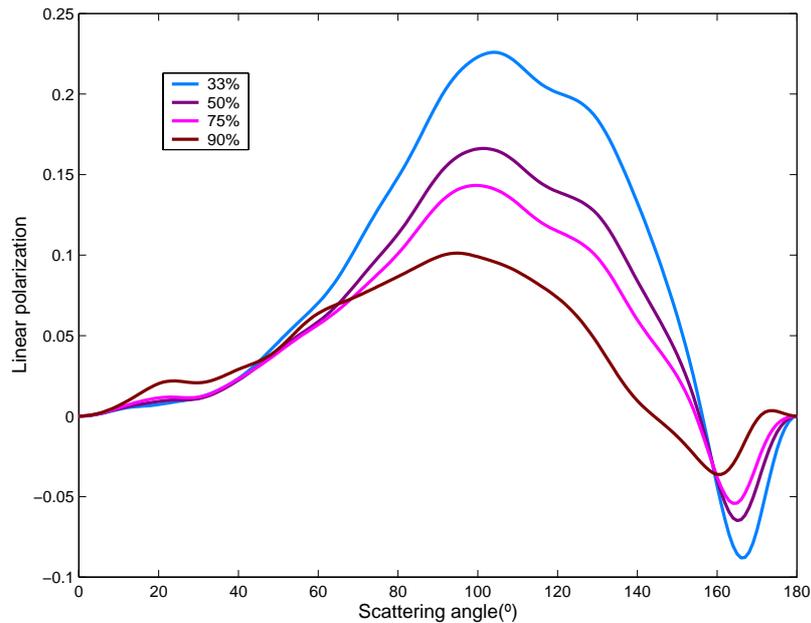


Fig 6.34 Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual a -1.8 y en formas para distribución constante de prismas rectangulares para la Mezcla 1 (color azul) y la Mezcla 2 (color marrón) y algunas medidas de polarización en cometas

A la vista de las Figuras 6.33 y 6.34 se tiene que hay una similitud entre la forma de las ramas negativas para estas dos figuras. La Figura 6.33 se obtiene promediando en tamaños para una forma muy irregular (13 cubos insertados); sin embargo, la Figura 6.34 se obtiene promediando en tamaños y en formas para una distribución constante de nueve prismas rectangulares con diferentes proporciones entre sus ejes principales. Este resultado sugiere que **la irregularidad puede ser representada aproximadamente por una distribución amplia de prismas rectangulares donde se encuentren razones axiales muy variadas**. Ahora bien, la ventaja de la distribución de prismas rectangulares con proporciones axiales distinta radica en poder discriminar el modo en el cuál está contribuyendo cada una de las formas.

En la figura 6.35 se representa el cálculo de la polarización lineal promediada en tamaños para una partícula irregular constituida por la Mezcla 1. Se ha variado el porcentaje de silicato con inclusiones de carbono frente al de hielo "sucio". Los porcentajes de los silicatos con inclusiones de carbono de la Mezcla 1 toman los valores del 33 %, 50%, 75% y 90%.



6.35 Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual a -1.8 para partículas con forma irregular (13 cubo insertados) variando el porcentaje de silicato con inclusiones de carbono en el caso de la Mezcla 1

A la vista de la Figura 6.35 se tiene que:

1) Al disminuir el porcentaje de hielo (disminuir el albedo) la pendiente de la curva de polarización lineal aumenta, sin embargo el P_{max} y la profundidad de la rama negativa disminuyen. Esto sugiere que una mezcla que disponga de hielo con menor proporción a la considerada en los cálculos con la Mezcla 1 podría ser un buen candidato para reproducir las curvas de polarización.

Los resultados también indican una dependencia, cuando la forma de las partículas es irregular y compacta, entre la pendiente y la forma de la rama negativa y la composición de las partículas. Sería conveniente ver que ocurre con otro tipo de partículas irregulares.

2) Los elementos restantes de la matriz de scattering, considerando las partículas irregulares y para las dos mezclas, se aproximan mucho más a las medidas de laboratorio que en el caso de partículas más regulares.

Se pueden definir otras formas irregulares usando la opción **BLOCKS** de la función **calltarget.f** del código DDA. Esta opción define una partícula irregular usando un número de cubos. Dicho número de cubos y su posición quedan definidos en un fichero llamado **blocks.par**

A partir de esta opción se ha definido una partícula cuyas proyecciones en los planos X-Y, X-Z y Y-Z se muestran en la Figura 6.36.

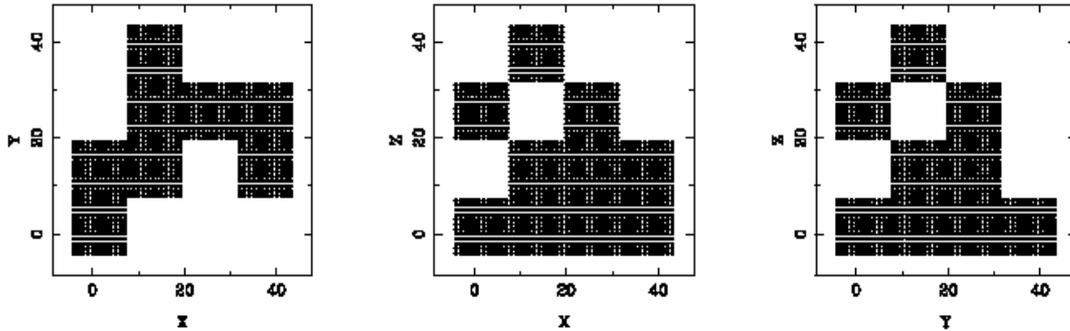


Fig 6.36 Las proyecciones en los planos X-Y, X-Z y Y-Z de la partícula irregular compacta (BLOCKS)

En la figura 6.37 se representa el cálculo de las propiedades de dispersión promediada en tamaños para las dos partículas irregulares compactas consideradas, en el caso de la Mezcla 2.

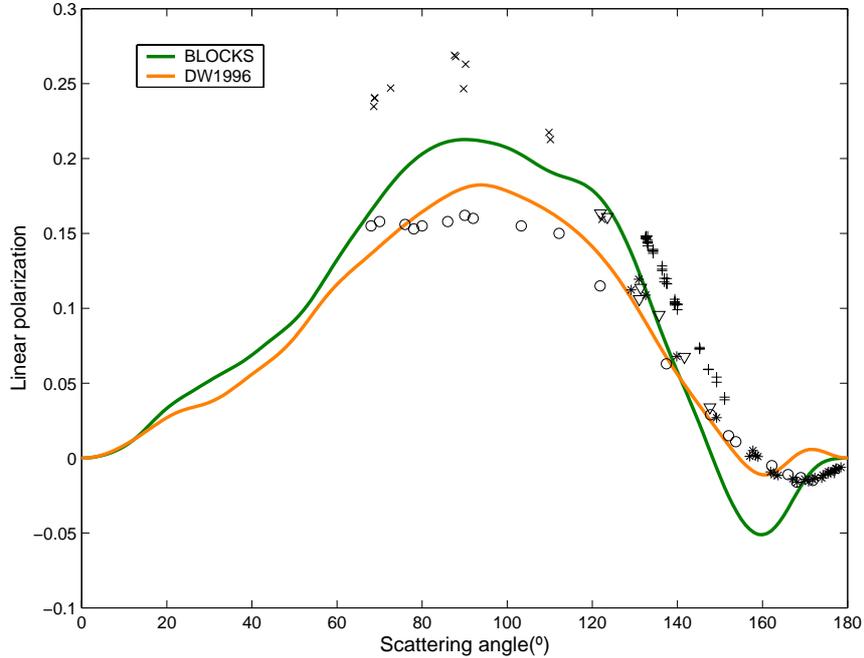
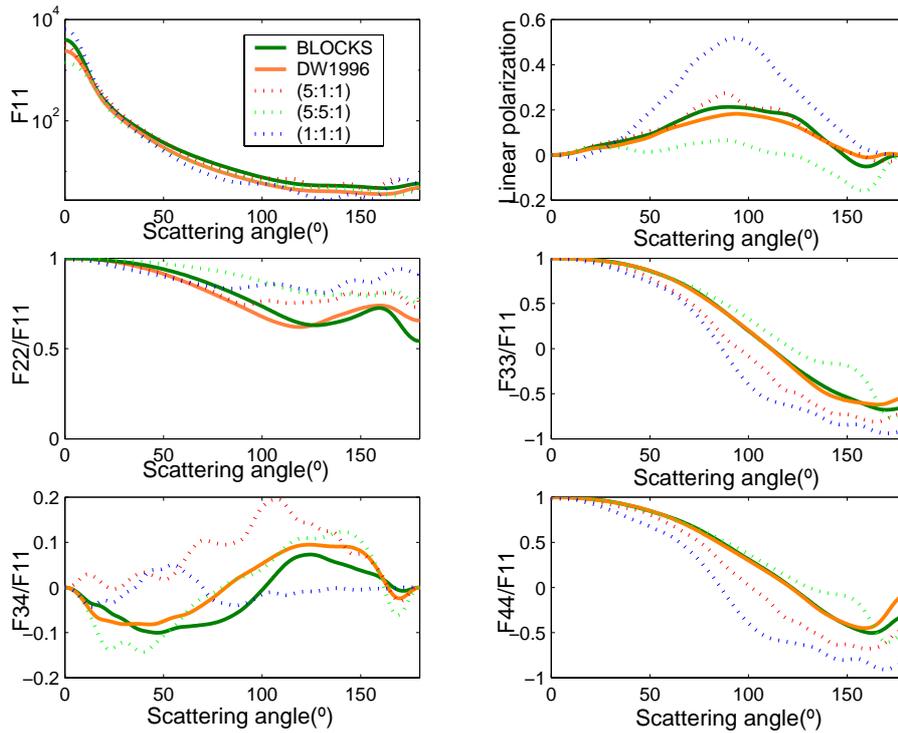
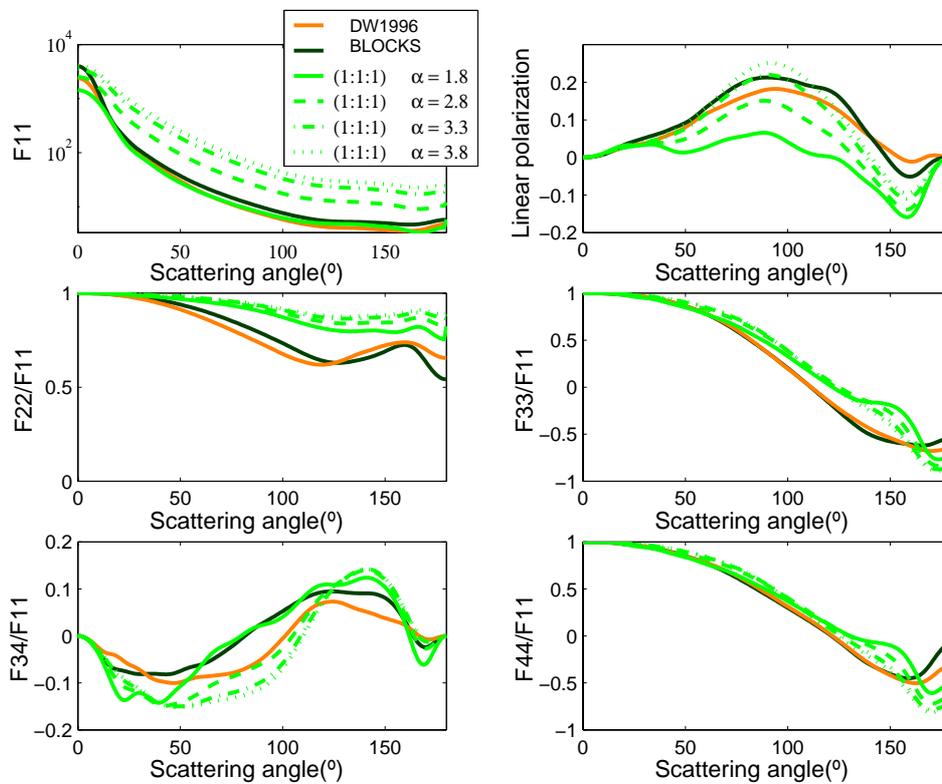


Fig 6.37 Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencias de exponente negativo igual a -1.8 considerando la Mezcla 2, para dos partículas irregulares compactas obtenidas con las opciones DW1996 (línea naranja) y BLOCKS (línea verde) y algunas medidas de polarización en cometas



6.38 Propiedades de dispersión promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual a -1.8 considerando la Mezcla 2, para dos partículas irregulares obtenidas con las opciones DW1996 (línea naranja) y BLOCKS (línea verde oscura) y los prismas rectangulares (1:1:1), (5:1:1) y (5:5:1) (líneas punteadas verde clara, roja y azul respectivamente)



6.39 Propiedades de dispersión promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencias de exponente negativo igual a -1.8 considerando la Mezcla 2, para dos partículas irregulares obtenidas con las opciones DW1996 (línea naranja) y BLOCKS (línea verde) y el cubo cambiando el índice de potencias de la distribución de tamaños con valores desde $\alpha = 1.8$ hasta $\alpha = 3.5$

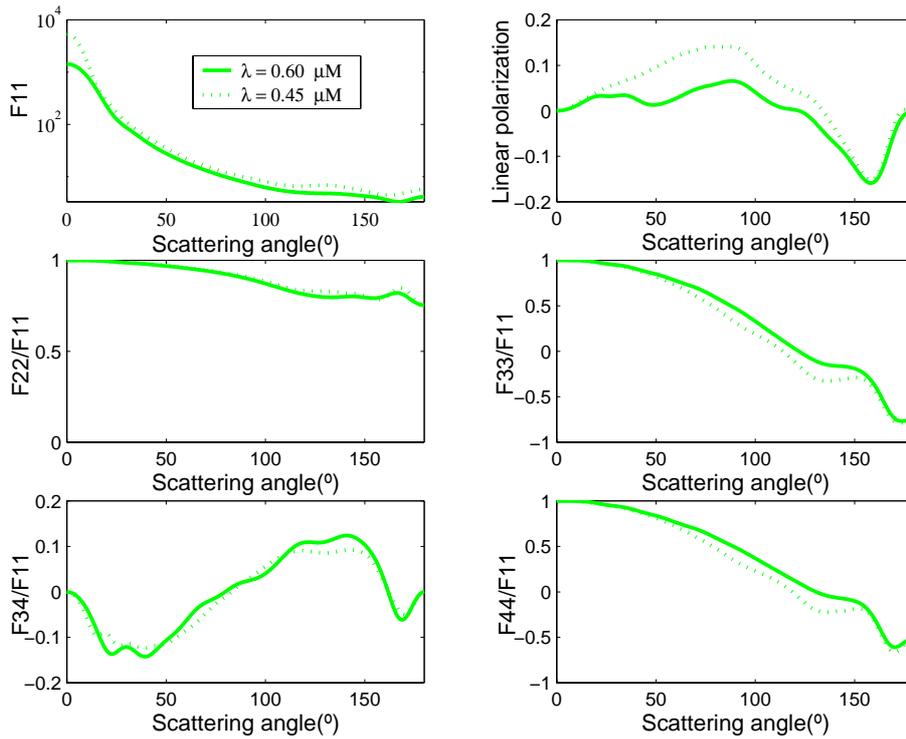
Las figuras 6.37, 6.38 y 6.39 muestran que:

- 1) El tipo de irregularidad afecta a la forma de la rama negativa, a la pendiente y al P_{\max} de la curva de polarización lineal. Esto sugiere que para representar la irregularidad de una muestra real, lo ideal sería promediar considerando una distribución de formas donde cada forma, de manera individual, ya presente irregularidad (por ejemplo dos formas posibles serían BLOCKS y DW1996).
- 2) El elemento F_{34}/F_{11} presenta una variación similar con el ángulo de scattering en los tres casos correspondientes a los dos tipos de partículas irregulares y el cubo. Esto puede estar sugiriendo que la unidad estructural que da origen a las figuras irregulares (el cubo) viene indicada en el elemento F_{34}/F_{11} . Ahora bien, el valor de la polarización no es similar en absoluto. Es por ello, que se ha variado el índice de potencias en el caso del cubo, aumentándolo (incrementando el número de partículas pequeñas). Se observa una tendencia a acercarse a la forma de la curva polarización obtenida con partículas irregulares. Una evolución muy parecida ocurre al aumentar el índice de potencias cuando se tiene una distribución de partículas esféricas.
- 3) Los elementos F_{22}/F_{11} , F_{33}/F_{11} y F_{44}/F_{11} para las dos partículas irregulares están más en consonancia con las medidas de laboratorio. Este resultado corrobora que efectivamente este tipo de partículas presentan un mayor grado de irregularidad y por tanto, se acercan más a la irregularidad de una muestra real que, por ejemplo, una distribución de cubos.

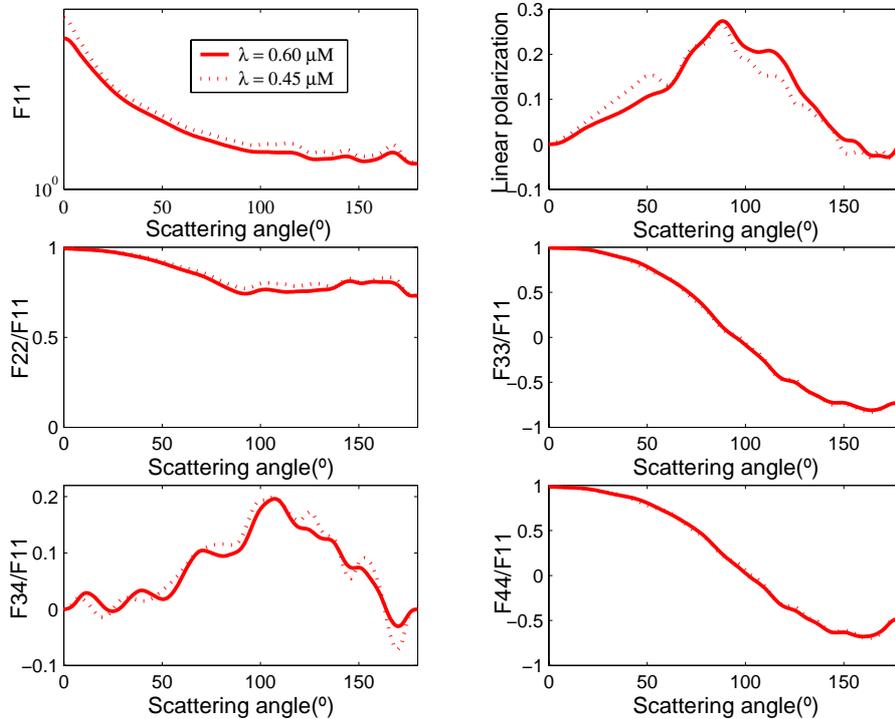
6.3.4 Cambio en la longitud de onda de partículas compactas

En el capítulo 4 se ha visto que los cometas presentan color polarimétrico rojo, lo que quiere decir que las medidas de polarización presentan valores más altos en el rojo que en el azul. Por tanto, si las partículas cometarias son compactas, deberían mostrar esta tendencia en la polarización. Con este fin se han realizado los cálculos a la longitud de onda de $0.45 \mu\text{m}$ para los prismas rectangulares 1:1:1, 5:1:1 y 5:5:1 considerando la Mezcla 2. Los índices de refracción a la longitud de onda de $0.45 \mu\text{m}$ toman los valores de $n_{\text{silicato}} = 1.59519 + 0.00031 \cdot i$ y $n_{\text{carbono}} = 1.79 + 0.60 \cdot i$. Usando la regla de Maxwell-Garnett con un porcentaje de un 87% de silicato y un 13% de carbono se obtiene un valor del índice de refracción de la Mezcla 2 de valor $n = 1.628 + 0.089 \cdot i$.

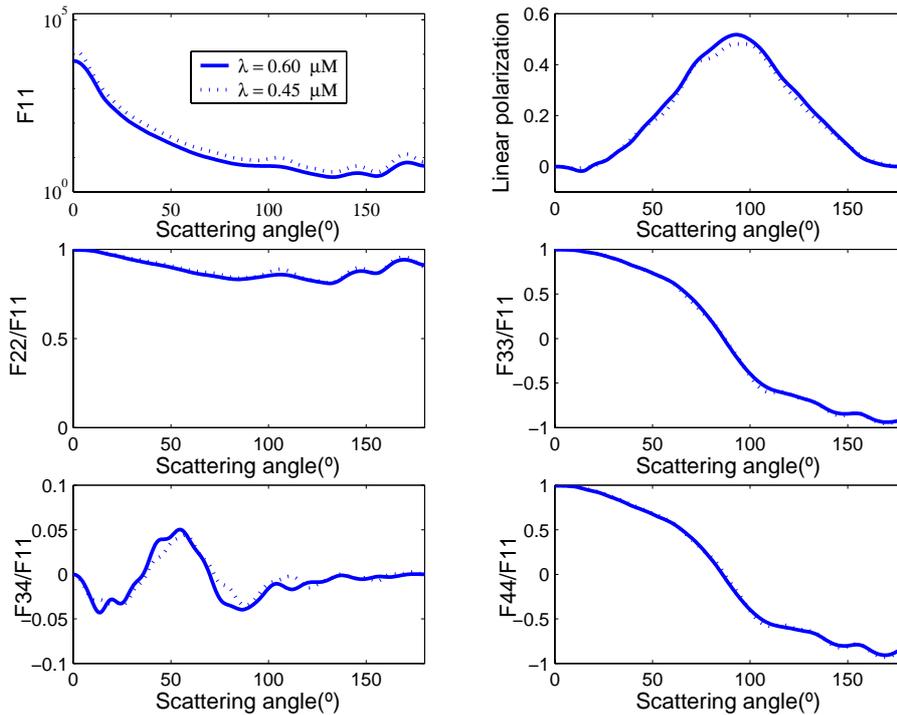
Las Figuras 6.40, 6.41 y 6.42 muestran las propiedades de dispersión promediadas en tamaños para radios equivalentes desde 0.1 a $0.1 \mu\text{m}$ según una distribución en forma de ley de potencias de exponente negativo, para los prismas rectangulares 1:1:1, 5:1:1 y 5:5:1, respectivamente, a las longitudes de onda de 0.60 y $0.45 \mu\text{m}$.



6.40 Propiedades de dispersión promediadas en tamaños según una ley de potencias de exponente negativo de valor del índice $\alpha_1 = 1.8$ para el prisma rectangular (1:1:1) a las longitudes de onda de 0.60 μm (línea continua) y 0.45 μm (línea discontinua)



6.41 Propiedades de dispersión promediadas en tamaños según una ley de potencias de exponente negativo de valor del índice $\alpha_1 = 1.8$ para el prisma rectangular (5:1:1) a las longitudes de onda de 0.60 μm (línea continua) y 0.45 μm (línea discontinua)



6.42 Propiedades de dispersión promediadas en tamaños según una ley de potencias de exponente negativo de valor del índice $\alpha_1 = 1.8$ y para el prisma rectangular (5:5:1) a las longitudes de onda de $0.60 \mu\text{m}$ (línea continua) y $0.45 \mu\text{m}$ (línea discontinua)

A partir de estas tres últimas figuras se observa que las partículas en forma de “cubo” presentan una polarización más alta en el azul que en el rojo, las partículas en forma de “lápiz” muestran una polarización más baja en azul que en el rojo sólo para ángulos de scattering mayores que 90° y por último las partículas con forma de “baldosa” muestran una polarización algo más baja en el azul que en el rojo, aunque poco significativa.

Estos resultados parecen indicar que no hay una tendencia clara en cuanto al color polarimétrico para las partículas compactas, sino que más bien hay una dependencia con la forma del prisma considerado y en algunos casos con el ángulo de scattering. Sin embargo, si se vuelven a realizar los cálculos de la polarización en el rojo y azul para estos tres prismas rectangulares con valores de los índices mayores de 1.8 (véase la Figura 6.43), ocurre que al aumentar el valor del índice (al aumentar el número de partículas pequeñas) la polarización tiende a ser mayor en el rojo que en el azul.

La Figura 6.43 muestra el cálculo de la polarización lineal promediada para los prismas rectangulares de 5:5:1 (arriba), 5:1:1 (medio) y 1:1:1 (abajo), a las longitudes de onda de $0.60 \mu\text{m}$ y $0.45 \mu\text{m}$, y para los índices de potencia $\alpha = 2.1$ y $\alpha = 2.8$.

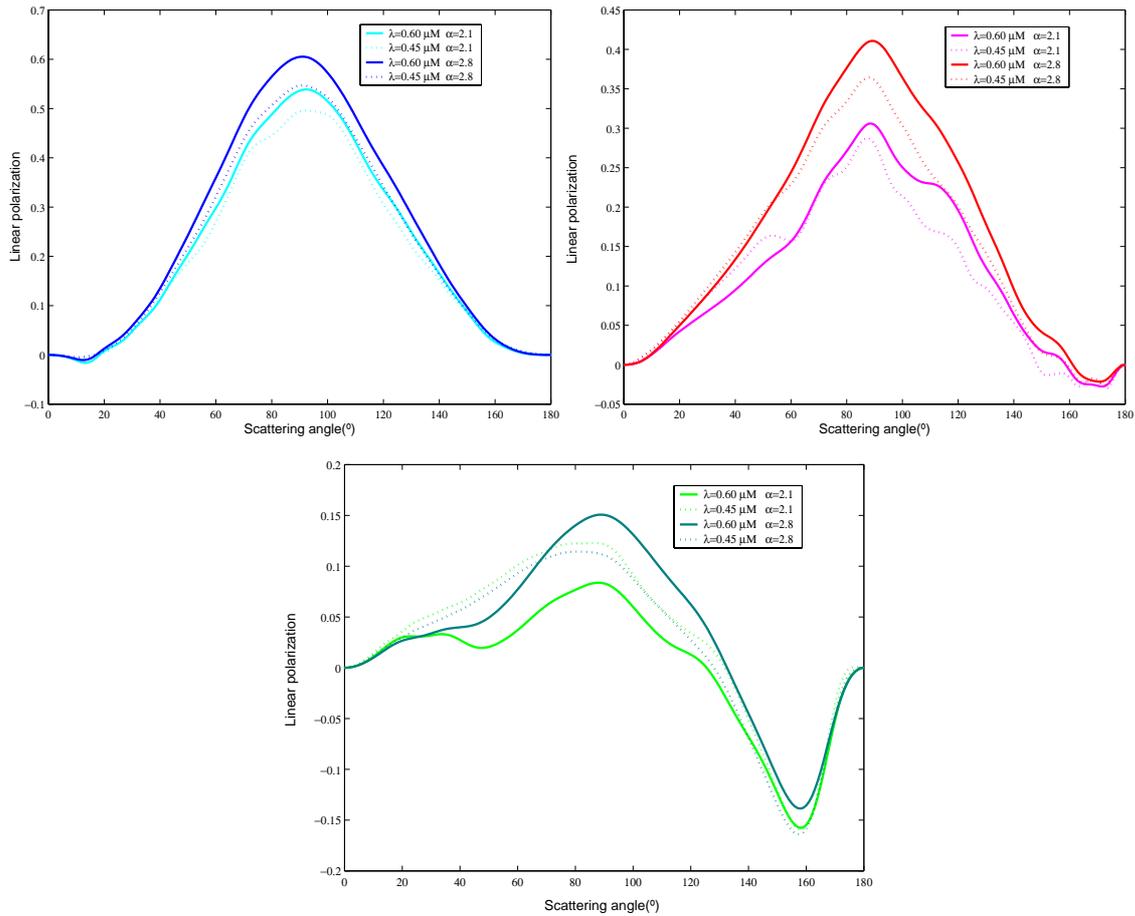


Fig 6.43 Polarización lineal promediada en tamaños según una ley de potencias de exponente negativo de valores de los índices $\alpha_1 = 2.1$ y $\alpha_1 = 2.8$ para los prismas rectangulares 5:5:1, 5:1:1 y 1:1:1 a las longitudes de onda de $0.60 \mu\text{m}$ (línea continua) y $0.45 \mu\text{m}$ (línea discontinua)

Las Figuras anteriores muestran que una distribución de partículas compactas en forma de prisma rectangular produce siempre un color polarimétrico rojo si el exponente de la distribución es mayor o del orden de 1.8.

Por otro lado, se ha comprobado anteriormente que las partículas irregulares (13 cubos insertados) promediadas en tamaños, reproducen una curva similar a la curva obtenida promediando en formas y tamaños para los prismas rectangulares, lo que sugiere hacer el estudio del color polarimétrico para partículas irregulares en las dos longitudes de onda.

Antes de realizar los promedios se va a observar cómo es la forma de las propiedades de dispersión de las partículas irregulares. La Figura 6.44 muestra una representación de las propiedades de dispersión simple en función del ángulo de scattering para unas pocas muestras de partículas con diferentes radios equivalentes entre 0.1 y $1.5 \mu\text{m}$ de partícula irregular (13 cubo insertados) y para la Mezcla 2.

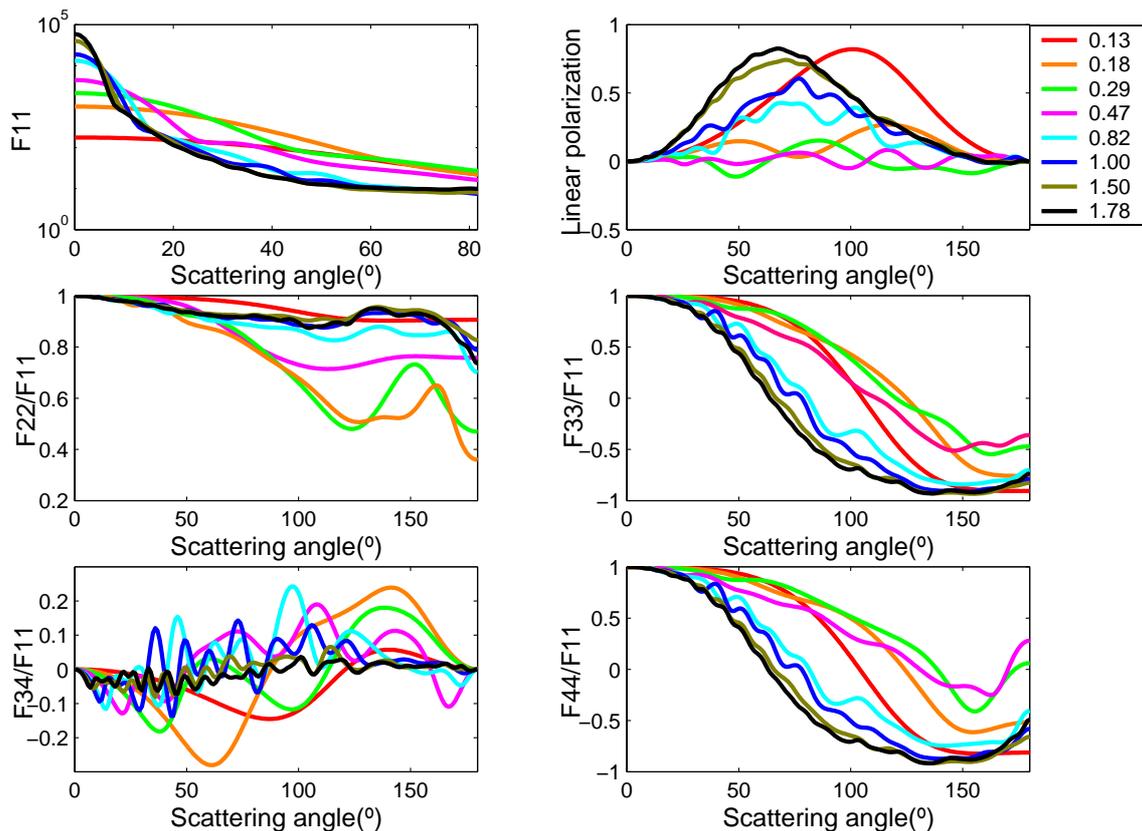


Fig 6.44 Curvas de las propiedades de dispersión para una partícula irregular (13 cubos insertados) para la Mezcla 2 y radios equivalentes variando entre 0.1 y 1.8 μm a la longitud de onda de 0.45 μm

De nuevo se observa el comportamiento límite de las propiedades de dispersión para partículas suficientemente más pequeñas y más grandes que la longitud de onda de la radiación incidente (línea roja y línea negra), no sólo en cuanto a la polarización lineal sino también para el resto de elementos de la matriz. La gráfica de color verde representa una partícula cuyo radio equivalente es aproximadamente $\lambda/2$. Este tipo de partículas son las que muestran una mayor desviación de las curvas límites.

Por otro lado, se han podido realizar los cálculos para radios equivalentes hasta 4 μm haciendo uso de la máquina Altix de la UPV. Los resultados obtenidos para estos casos muestran que las propiedades de dispersión para dichos valores de radios equivalentes son casi idénticas al comportamiento de la partícula de 1 μm . Con el RT se pueden calcular todos los elementos de la matriz de dispersión para las partículas con radios equivalentes mucho mayores que la longitud de onda de la radiación incidente para distintas formas. Se obtiene que, independientemente de la forma de la partícula, siempre que ésta sea compacta y con algo de absorción, que las propiedades de dispersión tienden a un comportamiento límite.

La Figura 6.43 muestra la polarización lineal para partículas irregulares (13 cubos insertados) promediada en tamaños desde 0.1 a 1.0 μm . La distribución de tamaños es descrita

por una ley de potencias de exponente negativo de valores de los índices de $\alpha = 2.4$, $\alpha = 2.2$ y $\alpha = 1.8$ a las longitudes de onda de 0.45 y $0.60 \mu\text{m}$.

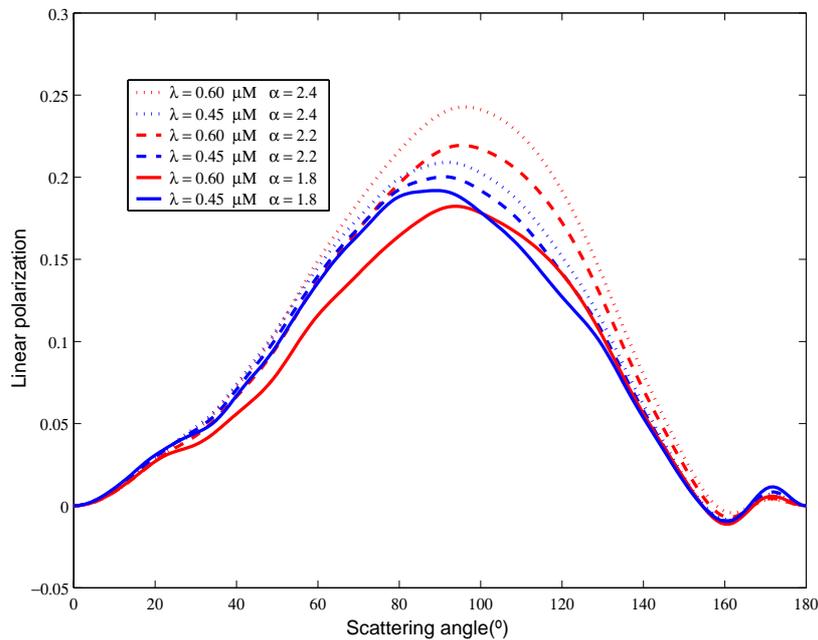


Fig 6.45 Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde $0.1-1.0 \mu\text{m}$ para una distribución en ley de potencia de exponente negativo con valores de los índices de 2.4 , 2.2 y 1.8 y para una partícula irregular DW1996 para las longitudes de onda de $0.6 \mu\text{m}$ (línea roja) y $0.45 \mu\text{m}$ (línea azul)

A partir de la Figura 6.45 se observa que al aumentar el índice de potencias de la distribución de tamaños la polarización es progresivamente mayor en el rojo que en el azul. Por el contrario, si se disminuye suficientemente el valor del índice hasta 1.8 , hay un ángulo para el cual la polarización en el azul pasa a ser más alta que en el rojo.

Por tanto, el color polarimétrico rojo a todos los ángulos de scattering se presenta para índices de potencias de la distribución de tamaños mayores que 1.8 para este tipo concreto de partícula irregular.

Se han realizado los mismos cálculos para la partícula irregular compacta (BLOCKS). La Figura 6.46 muestra los resultados de la polarización lineal a las longitudes de onda de 0.45 y $0.60 \mu\text{m}$. La distribución de tamaños es descrita por una ley de potencias de exponente negativo de valores de los índices de $\alpha = 2.4$, $\alpha = 2.2$ y $\alpha = 1.8$.

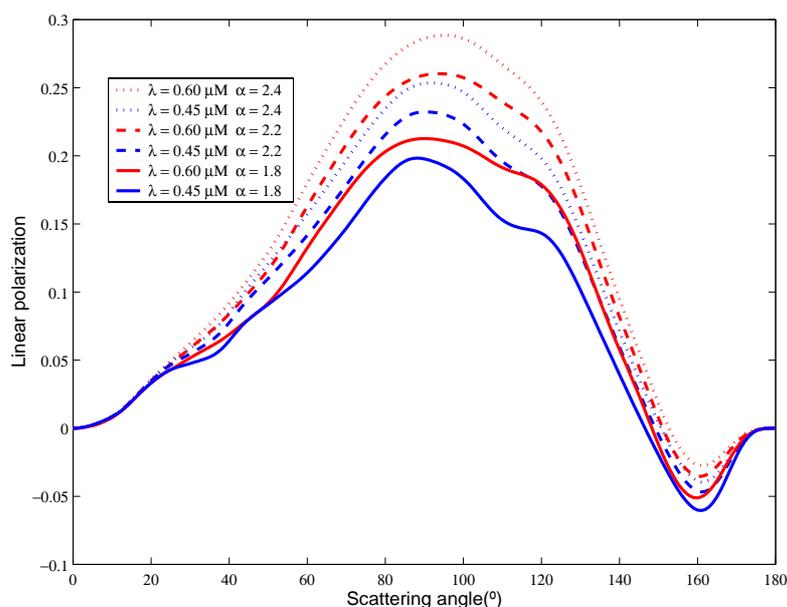


Fig 6.46 Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μm para una distribución en ley de potencia de exponente negativo con valores de los índices 2.4, 2.2 y 1.8 y para una partícula irregular (BLOCKS) para las longitudes de onda de 0.60 μm (línea roja) y 0.45 μm (línea azul)

La Figura 6.46 muestra que, para la figura irregular compacta (BLOCKS), la polarización en el rojo es siempre más alta que en el azul para todos los valores de los índices que se han considerado.

Todos los cálculos realizados a las dos longitudes de onda para las partículas compactas, tanto para las formas de prisma rectangular como para las irregulares, muestran que una **distribución de partículas compactas produce, siempre, un color polarimétrico rojo si el exponente de la distribución es mayor o del orden de 1.8**, lo que es totalmente plausible que ocurra en las comas cometarias.

6.3.5 Cambio en la compacidad de las partículas

En el capítulo 3 se mencionó que el grano cometario, por la propia estructura del núcleo según revelan los modelos, es probable que contenga vacíos o huecos en su interior. Hasta ahora se ha estudiado la posibilidad de que el grano cometario sea compacto considerando dos mezclas. Ahora vamos a proceder al estudio del grano cometario suponiendo una estructura porosa.

La técnica del DDA reproduce una partícula usando un número de dipolos. Eliminando dipolos de una forma aleatoria a partir del fichero que define la partícula (target.out), se puede obtener una partícula con vacíos en su interior. Así, se ha realizado un programa en FORTRAN llamado **voids.f** que, haciendo uso del fichero target.out, elimina dipolos aleatoriamente de la

partícula produciéndole un cierto grado de porosidad. Se ha considerado una partícula irregular del tipo DW1996, a la cual se han eliminado, aproximadamente, un 50% de los dipolos. El material constituyente tiene un índice equivalente a la Mezcla 2 (obtenido a partir de la regla de Maxwell-Garnett).

Se ha comprobado que para los índices de refracción y las proporciones de los materiales consideradas se obtienen unas propiedades de scattering que no dependen de si la partícula está construida: a) por dipolos de distintos materiales en una proporción dada y repartidos aleatoriamente (partículas heterogéneas), o b) por dipolos de un único material cuyo índice de refracción es calculado por la regla de Maxwell-Garnett (partícula homogénea con índice de refracción equivalente a la mezcla).

Para llevar a cabo esta comprobación se han considerado tres casos:

La Figura 6.47 muestra los elementos de la matriz de scattering para el primero de los casos, una partícula porosa (DW1996) construida a partir de la eliminación de aproximadamente la mitad de los dipolos, de los 35672 dipolos que tenía inicialmente la partícula. El radio equivalente de la misma es de $0.6 \mu\text{m}$ y la longitud de onda incidente de $0.6\mu\text{m}$. La línea roja corresponde a una composición heterogénea con 13% de carbono ($n_1=1.79+0.67*i$) y 87% de silicato ($n_2=1.6000+0.0031*i$) mientras que la línea negra corresponde a una composición homogénea con índice $n=1.630 +0.088*i$ calculado para los componentes y proporciones anteriores a partir de la regla de Maxwell-Garnett.

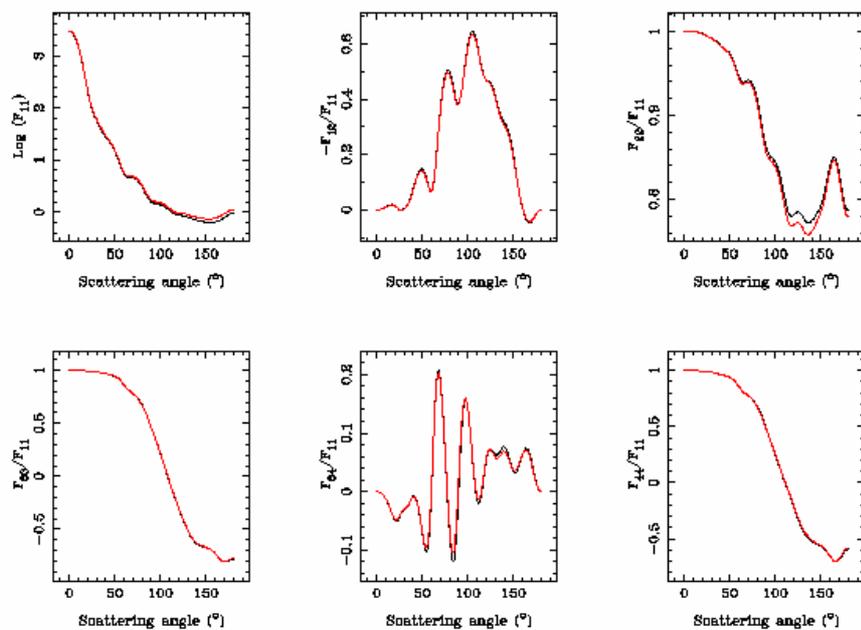


Fig 6.47 Elementos de la matriz de scattering correspondientes a una partícula porosa (DW1996) de radio equivalente igual a $0.6 \mu\text{m}$ para la longitud de onda incidente de $0.6\mu\text{m}$ de composición heterogénea (línea roja) y homogénea (línea negra) de la Mezcla 2

La Figura 6.48 muestra los otros dos casos: a) partícula compacta con superficie lisa y b) partícula compacta con una superficie que presenta rugosidades

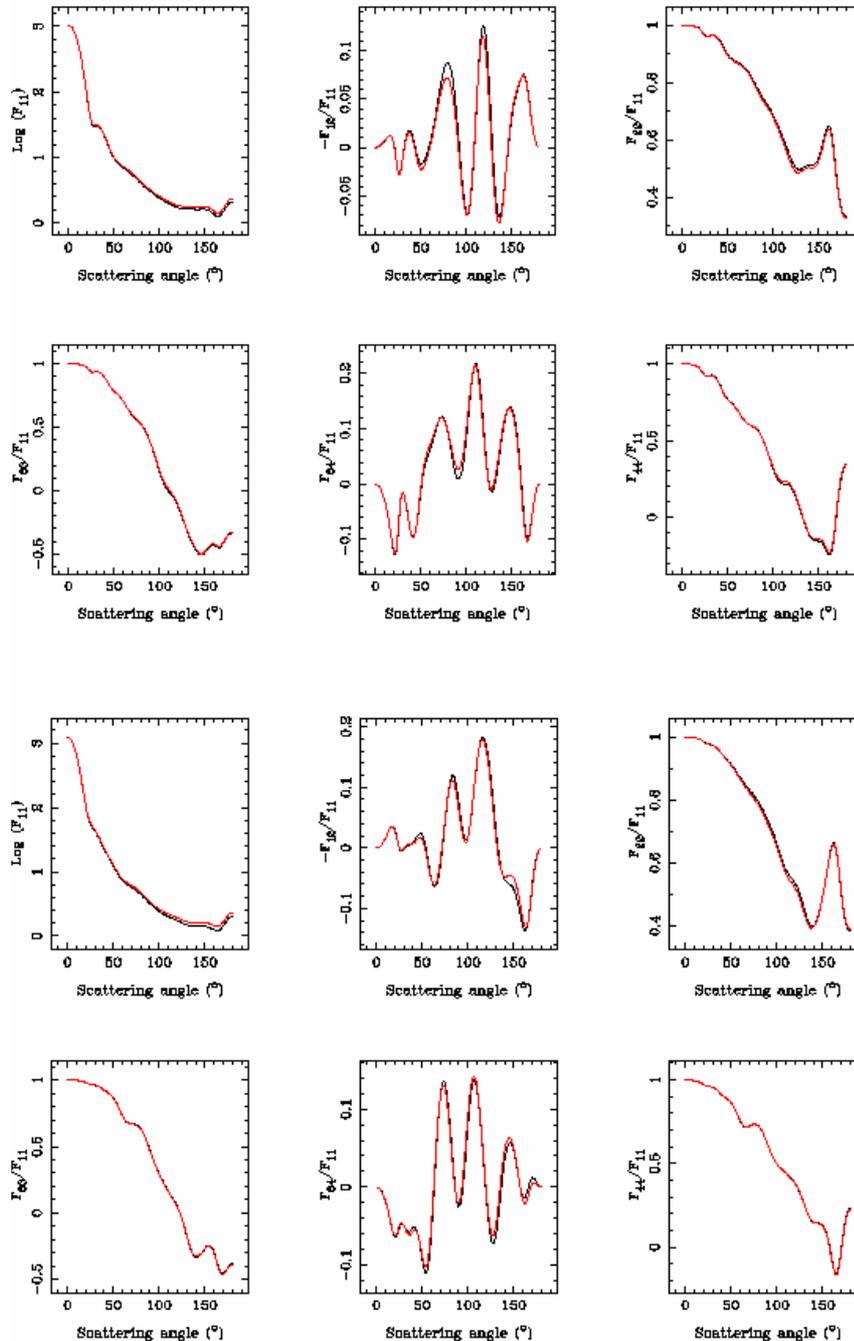


Fig 6.48 Elementos de la matriz de scattering correspondientes a una partícula (DW1996) de radio equivalente igual a $0.6 \mu\text{m}$ para la longitud de onda incidente de $0.6 \mu\text{m}$ de composición heterogénea (línea roja) y homogénea (línea negra) de la Mezcla 2, siendo la partícula compacta (parte superior) y con la superficie rugosa (parte inferior)

Las Figuras 6.47 y 6.48 muestran que independientemente del grado de porosidad interno o de rugosidad de la superficie de la partícula, no hay prácticamente ninguna diferencia entre los resultados de la matriz de scattering para una partícula homogénea o heterogénea.

Ello indica que se pueden realizar los cálculos considerando partículas de composición heterogénea, o bien partículas de composición homogénea cuyo índice de refracción es obtenido a partir de la regla de Maxwell-Garnett (al menos para los índices de refracción y las proporciones entre los materiales de las partículas consideradas).

La Figura 6.49 muestra una representación de las propiedades de dispersión simple en función del ángulo de scattering para unas pocas muestras de partículas porosas (DW1996) con diferentes radios equivalentes variando entre 0.1 y 3.5 μm a la longitud de onda de 0.45 μm .

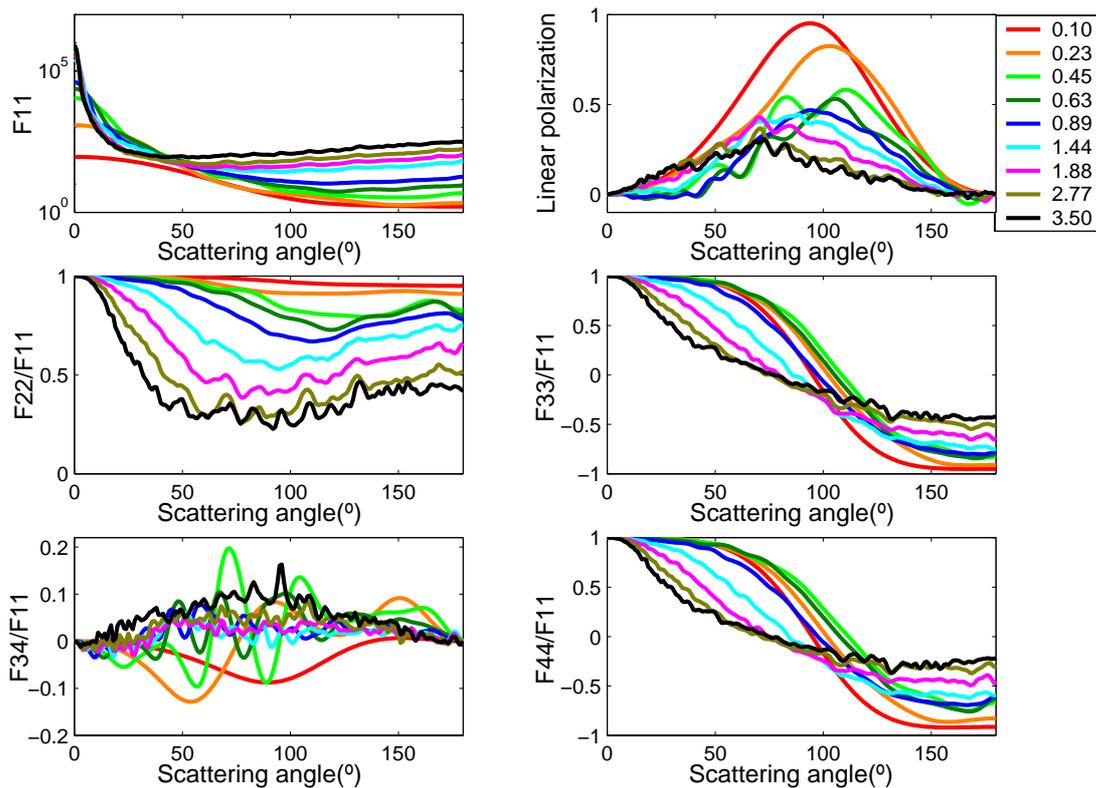


Fig 6.49 Curvas de las propiedades de dispersión para una partícula irregular (13 cubos insertados) para la Mezcla 2 y radios equivalentes variando entre 0.1 y 3.5 μm

La Figura 6.49 muestra un comportamiento distinto al de las partículas compactas, especialmente cuando las partículas empiezan a ser algo mayores que la longitud de onda de la radiación incidente. De ellas se infiere: a) la curva de fase presenta un incremento en la dirección de *backscattering* y la polarización lineal una disminución del P_{max} y ausencia de la rama negativa; con las partículas compactas el máximo de polarización alcanza el límite de Fresnel y toma un valor igual a la unidad para estos tamaños, y b) los elementos F_{22}/F_{11} , F_{33}/F_{11} y F_{44}/F_{11} también presentan un comportamiento totalmente distinto para estos tamaños; con las partículas compactas son las partículas del orden de la longitud de onda las que producen una mayor desviación de estos parámetros (compárense las líneas de color negro en las Figuras 6.44 y 6.49).

Los cálculos de las propiedades de dispersión no se han realizado para partículas de tamaño mucho mayor que la longitud de onda de la radiación incidente por limitaciones de cálculo, pero se espera un comportamiento límite que se debe alcanzar de una manera muy rápida, al igual que ocurre con las partículas compactas. Este comportamiento límite lo confirman medidas experimentales llevadas a cabo en laboratorios de dispersión (Giese 1980; Giese et al. 1978). Estos autores muestran que las partículas porosas de tamaños entre 5λ y 7λ con una absorción parecida a la que se está considerando en este estudio, presentan unas curvas de polarización que no se pueden explicar considerando solamente el término de la reflexión de Fresnel. En sus medidas observan que cuanto más porosa es la partícula, el máximo de polarización alcanza valores más bajos. Por otro lado, medidas con partículas porosas llevadas a cabo en los experimentos PROGRA² (Hadamcik et al. 2002a; Hadamcik et al. 2002b) muestran que P_{\max} disminuye si se aumenta: a) el parámetro de tamaño, b) la parte real del índice de refracción y c) la absorción (aunque este último efecto es menos notorio). Estos autores también concluyen que el P_{\max} disminuye al aumentar la porosidad.

La Figura 6.50 muestra las propiedades de dispersión promediadas en tamaños desde 0.1-3.5 μm variando el valor del radio equivalente máximo de la distribución para una ley de potencias de exponente negativo igual a -1.8 a la longitud de onda de la radiación incidente de 0.45 μm .

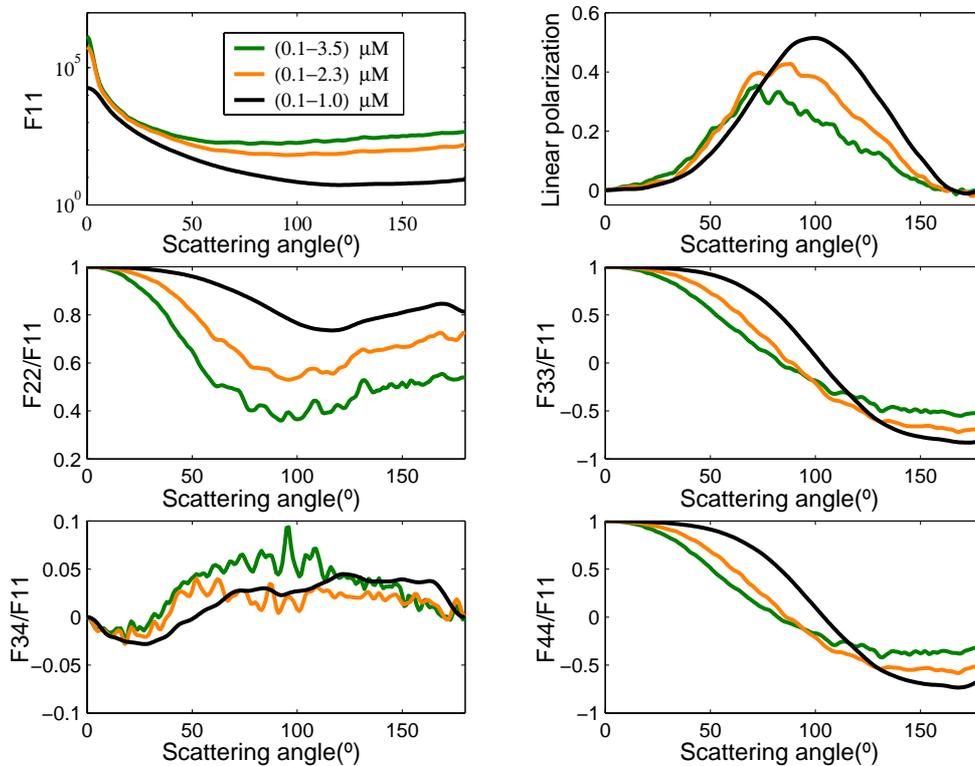


Fig 6.50 Curva de las propiedades de dispersión para partículas irregulares (DW1996) porosas promediadas en tamaños con tamaños variando: a) (0.1-1.0) μm (línea negra), b) (0.1-2.3) μm (línea naranja) y c) (0.1-3.5) μm (línea verde) para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual a -1.8 y considerando la Mezcla 2

La Figura 6.51 muestra una representación conjunta de los cálculos de la curva de polarización lineal obtenida previamente junto a algunas medidas de polarización en cometas

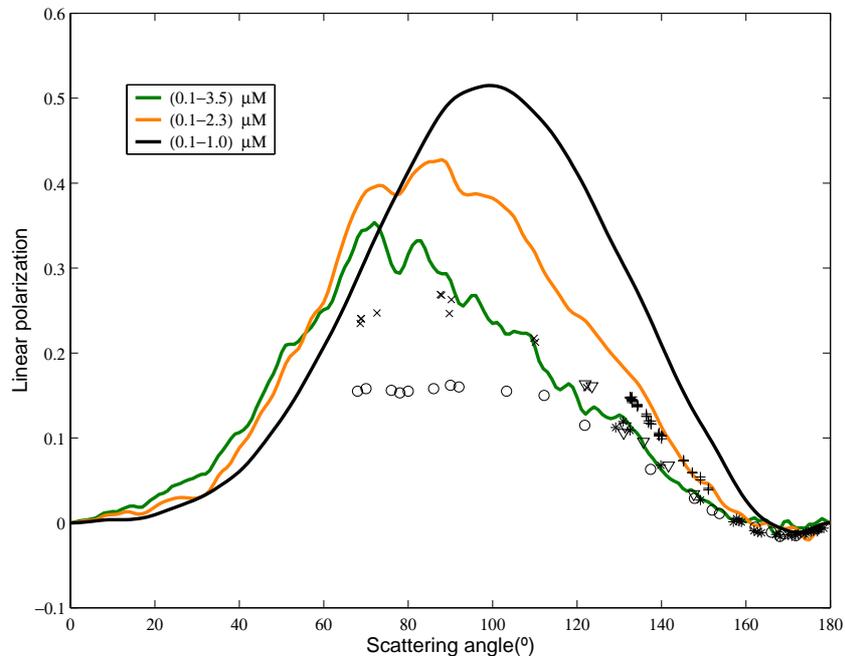


Fig 6.51 Curva de polarización lineal para partículas irregulares (DW1996) promediadas en tamaños con tamaños variando: a) (0.1-1.0) μm (línea negra), b) (0.1-2.3) μm (línea naranja) y c) (0.1-3.5) μm (línea verde) para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual -1.8 y considerando la Mezcla 2 y algunas medidas de polarización en cometas

La Figura 6.52 muestra una comparación entre las medidas de laboratorio para el caso de un análogo cometario como es Olivino M ($n=1.62000 + 0.00001*i$) a una longitud de onda de 441.6 nm con los valores de los promedios de las propiedades de dispersión simple considerando partículas irregulares (DW1996) compactas y porosas a la longitud de onda de 450 nm y para la Mezcla 2. Se considera una distribución de tamaños en forma de ley de potencia de exponente negativo cuyo valor de índice es igual a -1.8 y tamaños comprendidos entre 0.1-1.0 μm. Este intervalo de tamaños es ampliado con tamaños de partículas cuyos radios equivalente son mayores de 1 μm con el fin de comprobar cuál es la tendencia al añadir dichos tamaños de partículas.

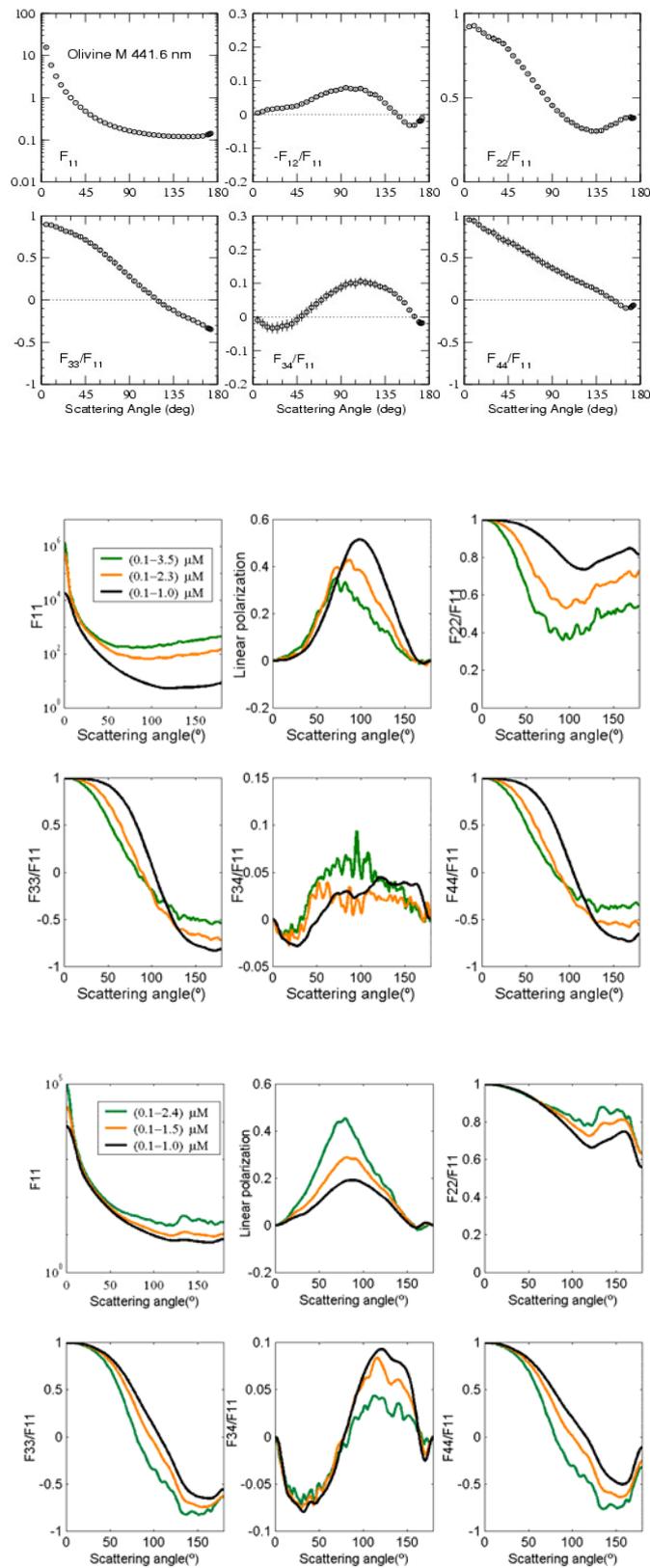


Fig 6.52 Comparación entre las propiedades de dispersión simple de las medidas de laboratorio para el olivino M a la longitud de onda 441.6 nm (arriba) y los cálculos para una distribución de tamaños de valor del índice de potencias igual a 1.8 de partículas irregulares (DW1996) porosas (medio) y compactas (abajo), considerando distintos rangos de tamaños a la longitud de onda de 450 nm

Estos resultados muestran que:

1) El promedio en tamaños de partículas irregulares porosas de radio equivalente del orden de la longitud de onda de la radiación incidente da lugar una rama negativa de polarización idéntica a la que se mide en los cometas; sin embargo el valor de P_{\max} oscila entre un 50-60% (véase Figura 6.51, línea negra) que es mucho más alto que el obtenido en las observaciones.

2) Las partículas porosas de tamaño mayor que la longitud de onda de la radiación incidente tienen propiedades de scattering muy distintas a las de las partículas compactas (véase Figura 6.49). En particular, la curva de polarización lineal tiende a un límite de P_{\max} mucho más bajo que en el caso de las partículas compactas. Esto indica que es necesario que en la distribución de tamaños se disponga de partículas porosas cuyo radio equivalente empiece a ser algo mayor que la longitud de onda de la radiación incidente, para que P_{\max} disminuya y el resto de elementos de la matriz de scattering también se acerquen a los valores que se obtienen en las medidas de laboratorio. Aunque las partículas de polvo de minerales que se han medido en el laboratorio son compactas, el hecho de que las partículas sintéticas porosas reproduzcan mejor los resultados puede ser debido a que en definitiva, la irregularidad de la partícula real es tal que en la simulación con partículas compactas irregulares no llega a reproducir el patrón de irregularidad de las partículas reales que por el contrario, resulta ser más fácilmente reproducible introduciendo porosidad en dichas partículas sintéticas compactas.

3) Aunque el comportamiento de las propiedades de scattering es muy distinto para las partículas compactas y las porosas (compárese Figura 6.44 y Figura 6.49), en ambos casos se cumple que son las partículas del orden de la longitud de onda de la radiación incidente las que producen la rama negativa de polarización en el promedio sobre la distribución de tamaños.

Los resultados parecen indicar que es posible reproducir las medidas de polarización lineal en cometas tanto con partículas compactas, especialmente si predominan las formas alargadas y con picos, como con partículas porosas. Sin embargo, es necesario comprobar si las partículas porosas cumplen la propiedad del color polarimétrico rojo.

6.3.6 Cambio en la longitud de onda en partículas con vacíos

En la Figura 6.53 se muestran los resultados de los promedios de polarización lineal para partículas irregulares del tipo DW1996 porosas, a dos longitudes de onda en el rojo ($\lambda=0.60 \mu\text{m}$) y en azul ($\lambda=0.45 \mu\text{m}$) para una distribución de partículas irregulares en forma de ley de potencias de exponente negativo cuyos valores llegan hasta radios equivalentes de un valor máximo igual a $1.0 \mu\text{m}$ en la primera distribución y a $3.5 \mu\text{m}$ en la segunda. Se ve claramente en la figura que una distribución de este tipo de partículas produce color polarimétrico rojo.

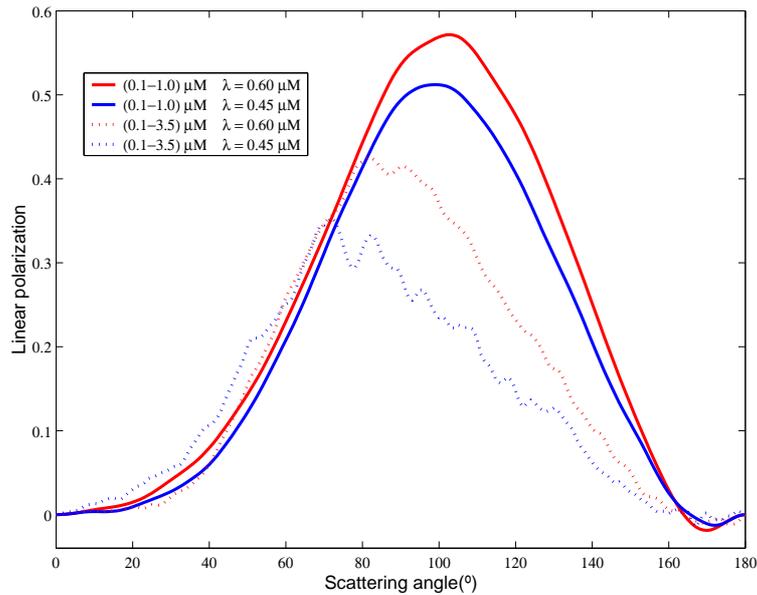


Fig 6.53 Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μM (línea continua) y desde 0.1-3.5 μM (línea punteada) para una distribución en ley de potencias de exponente negativo con valores del índice igual a -1.8 a las longitudes de onda de 0.60 μM (línea roja) y 0.45 μM (línea azul) para partículas irregulares porosas (DW1996)

Con objeto de generalizar este resultado, es conveniente realizar los mismos cálculos con la partícula irregular (BLOCKS) y comprobar si también se da la propiedad del color polarimétrico rojo. La figura 6.54 presenta estos cálculos, donde se aprecia claramente que este tipo de partícula presenta, efectivamente, una polarización más alta en el rojo que en el azul.

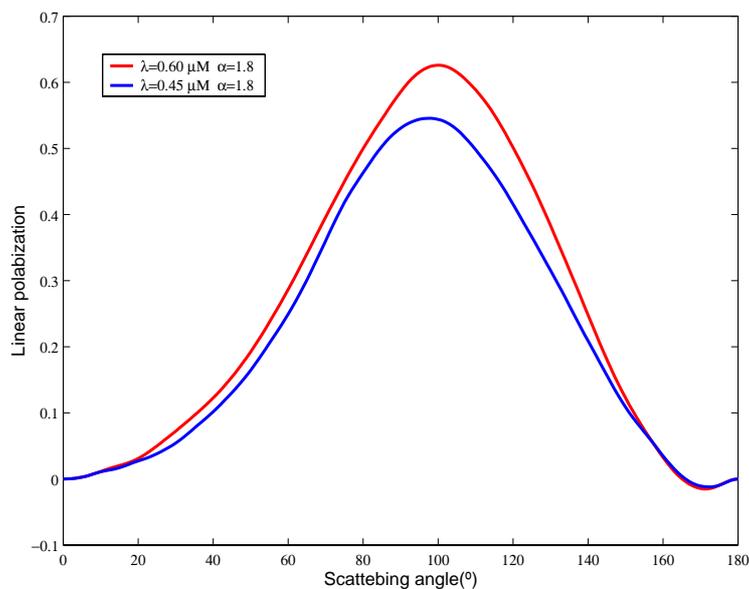


Fig 6.54 Curva de polarización lineal promediada en tamaños desde 0.1-1.0 μM para una distribución en ley de potencias de exponente negativo con valores del índice igual a -1.8 a las longitudes de onda de 0.60 μM (línea roja) y 0.45 μM (línea azul) para partículas irregulares porosas (BLOCKS)

A la vista de los cálculos de la polarización lineal para estos dos tipos distintos de partículas irregulares (DW1996 y BLOCKS), queda claro que se puede concluir que las partículas porosas e irregulares presentan claramente la propiedad de exhibir color polarimétrico rojo.

6.3.7 Cambio en la componente imaginaria del índice de refracción

Con objeto de estudiar la influencia sobre los distintos elementos de la matriz de scattering de una variación en la componente imaginaria del índice de refracción, se han realizado también cálculos de dichos elementos para una partícula irregular porosa, cuyo índice es $1.60000+0.00001*i$. Este índice es del orden del que se estima para el olivino cuya matriz de scattering se ha medido en el laboratorio (*Muñoz et al. 2000*). Esta partícula ha sido generada con la opción BLOCKS del código *calltarget.f* y tiene 35000 dipolos. Las proyecciones de dicha partícula en los planos X-Y, X-Z y Y-Z se muestran en la Figura 6.55. Llamaremos a esta partícula BLOCKS2.

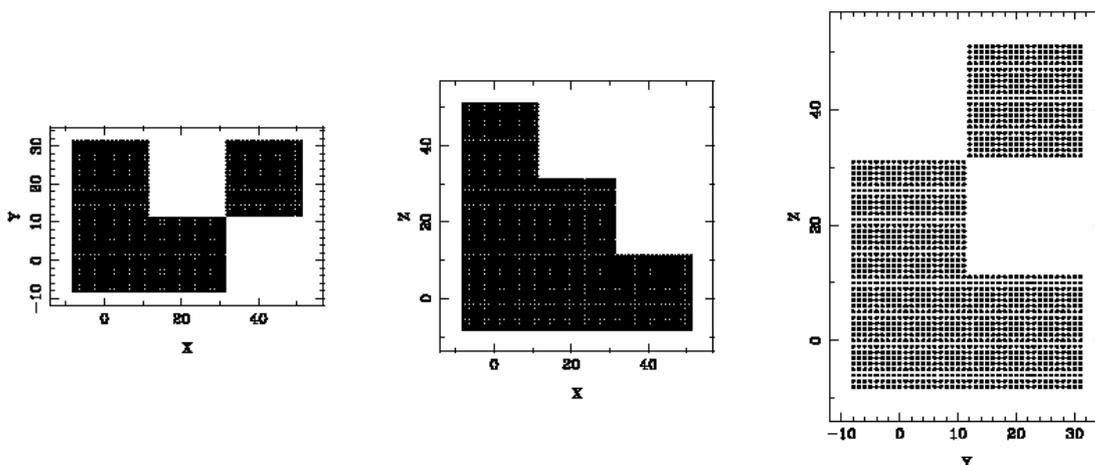


Fig 6.55 Las proyecciones en los planos X-Y, X-Z y Y-Z de la partícula irregular compacta (BLOCKS2)

Para estos cálculos se han usado un total de 70 muestras en radio variando linealmente entre 0.1 y 2.0 micras. La longitud de onda incidente es de 0.6 μm . Los elementos de la matriz de scattering correspondientes se muestran en la Figura 6.56 para tres dominios de tamaños y las curvas de polarización, junto a las medidas cometarias, en la Figura 6.57.

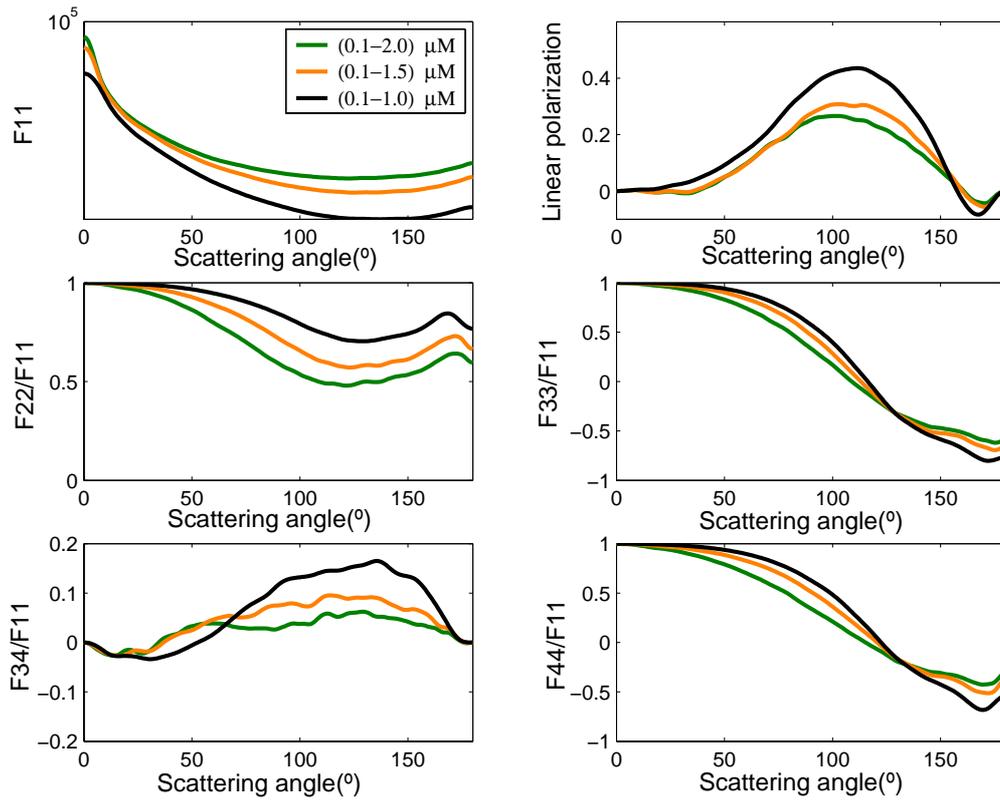


Fig 6.56 Propiedades de dispersión para partículas irregulares (BLOCKS2) porosas de olivino promediadas en tamaños: a) (0.1-1.0) μm (línea negra), b) (0.1-1.5) μm (línea naranja) y c) (0.1-2.0) μm (línea verde) para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual a -1.8

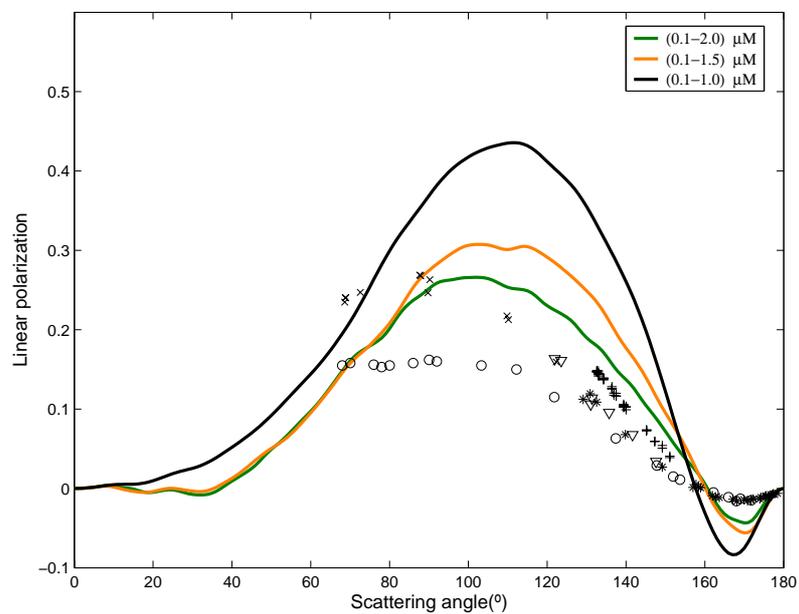


Fig 6.57 Curvas de polarización lineal para partículas irregulares (BLOCKS2) de olivino promediadas en tamaños: a) (0.1-1.0) μm (línea negra), b) (0.1-1.5) μm (línea naranja) y c) (0.1-2.0) μm (línea verde) para una distribución en ley de potencia de exponente negativo igual -1.8 y considerando algunas medidas de polarización en cometas

Hay que destacar que aunque no hay grandes diferencias en lo que respecta a las formas de las curvas de los distintos elementos de la matriz entre este caso y los obtenidos con una componente mucho más alta de la componente imaginaria del índice, hay diferencias destacables en el máximo de la polarización lineal, ahora sensiblemente más bajo, y la componente F_{34} , que ahora muestra valores mucho más altos, a partir de los 50° de ángulo de scattering, que los obtenidos cuando la absorción es mucho mayor. Estos resultados están mucho más en consonancia con los resultados obtenidos en el laboratorio (véase Figura 6.52), como era de esperar, por la similitud que tienen los índices de las partículas reales y los usados en la simulación. Por último, hay que destacar que, en general, los diversos elementos de la matriz calculados tienden a aproximarse a las medidas reales a medida que se va ampliando el dominio de tamaños de partículas hacia tamaños mayores, aunque con una excepción: el elemento F_{34} tiende a acercarse a cero en valor absoluto, para todos los ángulos de scattering. Para partículas mayores que las que aquí se consideran dicho elemento F_{34} debería exhibir valores mucho más altos, invirtiéndose la tendencia que se muestra en la figura. De hecho, en la Figura 6.50 en la que se consideró la partícula irregular porosa (DW1996) y de composición la Mezcla 2, sí se observa dicha tendencia. En este caso, se llegó hasta un tamaño de partícula de $3.5 \mu\text{m}$. Por otro lado, para partículas irregulares compactas, los cálculos con la óptica geométrica tienden a sobreestimar los valores medidos de F_{34} para una amplia variedad de muestras minerales (Volten et al. 2001).

En conclusión, todo parece indicar que la porosidad que se introduce en las partículas irregulares sintéticas es una manera de representar más adecuadamente el patrón de irregularidad espacial de las partículas compactas reales.

CAPÍTULO 7

CONCLUSIONES

Se ha realizado un estudio para la obtención de las propiedades de scattering de una **distribución** de partículas **no esféricas** y su aplicación a las observaciones astronómicas, en longitudes de onda del dominio visible, del polvo cometario principalmente y, de una manera más cualitativa, a las medidas de laboratorio de la matriz de scattering por una distribución de partículas minerales de análogos cometarios. El modelo se ha basado en la hipótesis básica de que es posible obtener las propiedades de scattering simple del conjunto de partículas promediando, según la sección eficaz de scattering, las propiedades de dispersión simple de cada una de las partículas.

Las propiedades de dispersión simple de cada partícula se han calculado usando distintos códigos computacionales según su parámetro de tamaño. Por motivos de tiempo de cálculo y almacenaje en memoria, y teniendo en cuenta las posibilidades de cálculo disponibles, los cálculos se han limitado a dos mezclas de diferente composición, una de hielo sucio y silicato con inclusiones de carbono y otra de carbono y silicato con índices de refracción medios calculados mediante la regla de Maxwell-Garnett de $1.435+0.022*i$ y $1.628+0.089*i$ respectivamente.

Los resultados de los cálculos de las propiedades de scattering de cada partícula son función del parámetro de tamaño. Así, con respecto a la polarización lineal en función del ángulo de scattering, se ha comprobado que el límite Rayleigh para partículas pequeñas ($X \ll 1$) se alcanza siempre, como cabría esperar a priori, independientemente de la forma de las partículas y de su grado de porosidad. Por el contrario, cuando las partículas tienden hacia el límite $X \gg 1$ el comportamiento, en cuanto a los valores de la rama positiva de polarización, depende mucho del grado de porosidad aunque en ambos casos desaparece la rama negativa para ángulos de scattering grandes. También se encuentra que la rama negativa de polarización, tanto para partículas compactas como porosas, sólo la muestran las partículas que son de un tamaño del mismo orden de magnitud que la longitud de onda de la radiación incidente. Esto permite concluir que al promediar, **tanto para partículas compactas como porosas, son únicamente las partículas de un tamaño del mismo orden de magnitud que la longitud de onda de la radiación incidente las que contribuyen a la rama negativa de polarización.**

Además, los cambios en la abundancia de partículas pequeñas producen cambios en el valor del máximo de polarización lineal dejando la rama negativa prácticamente sin cambio alguno, por lo que se llega a la conclusión de que los **valores altos del P_{\max} y la abundancia**

de grano para los que $X \ll 1$ son dos parámetros que están correlacionados (véase Figura 6.9). Este resultado proporciona una posible clave para entender por qué las observaciones de la polarización lineal del grano cometario presentan una rama negativa persistente, pero muestran variaciones en la magnitud de la rama positiva. También se concluye que los cometas ricos en polvo y con una mayor abundancia en partículas submicrométricas mostrarán un valor más alto de polarización positiva sin verse modificada la rama negativa.

Si las partículas son compactas se concluye **que para intentar reproducir las medidas cometarias o las propiedades de scattering de una muestra natural de partículas con un conjunto de prismas rectangulares o triangulares, hay que suponer una mayor proporción de prismas alargados**. En este caso, tanto la función de fase como la curva de polarización y el elemento F_{34}/F_{11} se ajustan bastante bien a las medidas. Sin embargo, los parámetros que más están asociados a la irregularidad de las partículas (F_{22}/F_{11} , F_{33}/F_{11} y F_{44}/F_{11}) no lo hacen, lo cual pone de manifiesto el grado de irregularidad de las muestras. Aunque los prismas rectangulares o triangulares no representan a las partículas reales en cuanto a su forma, se ha demostrado que los estudios sistemáticos realizados con estas formas de partículas, incluida la forma de tetraedro regular, han puesto de manifiesto que el **elemento F_{34}/F_{11} puede ser un indicador cualitativo de cuál es la relación de proporcionalidad que existe entre los ejes principales de las partículas que predominan en la mezcla** (véase Figuras 6.20, 6.22, 6.23 y 6.29).

Los cálculos realizados con partículas irregulares compactas (DW1996 y BLOCKS) tienden a reproducir de una manera más acertada las medidas de scattering de laboratorio que las dadas por las partículas regulares (véase Figuras 6.32 y 6.38). No obstante, el elemento F_{34}/F_{11} no está convenientemente representado, ajustándose más a las simulaciones con los cubos. Sin embargo, este hecho puede estar mostrando que la unidad que da origen a estas partículas (estas partículas se construyen a base de cubos) puede jugar un papel importante para determinar el comportamiento de dicho elemento de la matriz. El cubo presenta igualdad de proporción entre sus ejes principales y el elemento F_{34}/F_{11} así lo manifiesta. Las medidas de dispersión de una muestra de partículas que tienen estructura de agregados de esferas (cenizas volcánicas) con los cálculos de una distribución de tamaños de partículas esféricas y con los cálculos de una distribución de tamaños de cubos, muestran una gran similitud en lo que se refiere al parámetro F_{34}/F_{11} (véase Figuras 6.26 y 6.27). Sin embargo, no es posible concluir nada definitivo en relación a la unidad estructural que constituye la partícula como el parámetro que define los distintos elementos de la matriz. Así, por ejemplo, para hacer coincidir los resultados producidos por las partículas irregulares compactas DW1996 y BLOCKS y los cubos en cuanto a la polarización, ha sido necesario aumentar el número de partículas pequeñas en la distribución de cubos (véase Figura 6.29). Por tanto, es necesario disponer de medidas experimentales en este sentido y realizar cálculos con partículas construidas a partir de otras unidades que presenten distintas proporciones entre sus ejes principales (por ejemplo

a base de partículas alargadas o aplanadas) para poder obtener alguna conclusión en relación a la unidad estructural de la partícula.

Para la interpretación de las medidas cometarias es necesario imponer que las partículas en la distribución sean porosas, ya que sólo en este caso el P_{\max} de la rama positiva de polarización tiende a disminuir con el radio equivalente, presentando la función de fase un incremento en la dirección de *backscattering*, y mostrando la rama negativa una variación con el ángulo de scattering muy similar a la medida (véase Figura 6.51). Además, curiosamente, el resto de los elementos de la matriz de scattering también se acercan a los valores medidos en el laboratorio para partículas minerales compactas (véase Figura 6.50), lo cual parece indicar que la porosidad que se introduce en las partículas sintéticas es una manera de representar más adecuadamente el patrón de irregularidad espacial de las partículas compactas reales.

Existe un cierto consenso dentro de la comunidad astrofísica para establecer que el grano cometario presenta una estructura de agregados de un cierto número de monómeros. Este razonamiento está basando en los modelos de formación del núcleo cometario y en ciertos hechos observacionales, tales como la variación del grado de polarización lineal con el ángulo de fase. Sin embargo, los experimentos de laboratorio han mostrado que las partículas minerales compactas con composición análoga a la de las partículas cometarias exhiben propiedades similares, por lo que en este estudio no se ha descartado ninguna de las hipótesis en lo que se refiere al grado de compacidad. En esta memoria se muestra que no es posible concluir que el grano cometario sea poroso o compacto debido a que puede que ocurra que el grado de irregularidad de las partículas no se esté describiendo de una forma suficientemente precisa en las simulaciones.

Seguidamente se exponen cuales son las tendencias observadas en los elementos de la matriz de scattering cuando se modifica el valor de alguno de los parámetros que intervienen en el proceso de scattering:

- 1) Las partículas consideradas tienen una cierta absorción. Cuando el tamaño de dichas partículas excede la longitud de onda, se ha visto que el comportamiento de la polarización tiende a una curva límite, en la que no se presenta la rama negativa. Para partículas grandes sin absorción, se ha comprobado (por ejemplo, para el caso de prismas rectangulares) que la rama negativa aparece incluso en el límite de la óptica geométrica. Dado que tanto en las medidas de laboratorio como en el caso de los cometas las partículas presentan alguna absorción, parece lógico concluir que la rama negativa en esos casos está causada exclusivamente por partículas cuyas dimensiones son del orden de la longitud de onda incidente.

- 2) Se ha comprobado que **si disminuye el albedo del material (por ejemplo, disminuyendo el porcentaje de hielo en la mezcla) la pendiente de la curva de polarización aumenta** (véase Figuras 6.13 y 6.35).
- 3) Mediante el estudio de las propiedades de scattering de diversos prisma rectangulares, triangulares y tetraedros, se concluye que la **pendiente, el mínimo y máximo de polarización y el elemento F_{34}/F_{11} dependen de la razón axial de las partículas** (véase Figuras 6.17, 6.18, 6.19, 6.22 y 6.29). También se ha comprobado que la irregularidad en una partícula puede ser representada aproximadamente, por una distribución amplia de prismas rectangulares donde se encuentren razones axiales muy extremas (véase Figuras 6.34 y 6.35). Sin embargo, el tipo de irregularidad de una partícula también puede influir en los valores de los tres parámetros de la curva de polarización y en elemento F_{34}/F_{11} (véase Figuras 6.37 y 6.38). Por tanto, la irregularidad de una muestra natural, probablemente, quedaría mejor representada si se utilizase en los cálculos una distribución de formas irregulares muy distintas entre sí.
- 4) Se ha comprobado que para las distribuciones de tamaños de partículas siguiendo una ley de potencias, **tanto las partículas compactas como las porosas no esféricas presentan valores de polarización más alto en el rojo que en el azul en un amplio dominio de ángulos de scattering** (véase Figuras 6.46, 6.53 y 6.54), es decir, que tienen color polarimétrico rojo al igual que exhiben las observaciones polarimétricas de cometas y las muestras de partículas minerales en general.
- 5) Los cálculos realizados con partículas porosas irregulares con índices similares a las muestras de olivino (partículas con muy poca absorción) medidas en el laboratorio muestran una clara tendencia a reproducir los elementos medidos, excepto para el caso del elemento F_{34} , que ha de invertir su tendencia a disminuir cuando las partículas cuyo tamaño es mayor que el límite que se ha alcanzado con el DDA (~2 micras para la longitud de onda incidente de 0.6 micras).

Como trabajo futuro, sería muy interesante realizar los siguientes estudios teóricos o experimentales:

- 1) Ampliar los cálculos de los elementos de la matriz de scattering para partículas irregulares con otros tipos de geometrías y promediarlas en una distribución de formas con las ya realizadas, con objeto de estudiar el caso límite de una distribución real donde existen muchos tipos de geometrías.

- 2) Realizar los cálculos de los elementos de la matriz de scattering de partículas irregulares para ciertos índices de refracción de muestras minerales medidas en el laboratorio cuyos índices de refracción y funciones de distribución de tamaños sean conocidas.
- 3) Extender al máximo el dominio de parámetro de tamaño hasta ~20-40, con el uso de supercomputadores y mejorar los códigos computacionales disponibles para que permitan extender el dominio de radios equivalentes.
- 4) Obtener medidas de laboratorio de la matriz de scattering con muestras cuya geometría sea irregular, pero con una distribución de tamaños limitada a radios equivalentes cuyos parámetros de scattering puedan calcularse con los ordenadores disponibles (máximo, ~2 micras, en el rojo, si se aplica el DDA, o bien para partículas mayores todas de 10 micras, donde puede aplicarse la óptica geométrica), y con alguna estimación del índice de refracción experimental. También sería interesante disponer de muestras experimentales en las que domine una cierta razón axial en las partículas para ver en qué medida esto afecta a los distintos elementos de la matriz de scattering.

BIBLIOGRAFÍA

- Allamandola L.J., Bernstein M.P., Sandford S.A., Walker R.L. "Evolution of interstellar ices", *Space Science Reviews*, 90, 219-232 (1999).
- Barber P.W., Yeh C. "Scattering of electromagnetic waves by arbitrarily shaped dielectric bodies", *Applied Optics*, 14, 2864-2872 (1975).
- Bockelée-Morvan D., Brooke T.Y., Crovisier J. "On the origin of the 3.2 to 3.6 micron emission features in comets", *Icarus*, 116, 18-39 (1995).
- Bockelée-Morvan D. et al. "New molecules found in comet C/1995 O1(Hale-Bopp). Investigating the link between cometary and interstellar material", *Astronomy and Astrophysics*, 353, 1101-1114 (2000).
- Bohren and Huffman. "Absorption and scattering of light by small particles", A Wiley-Interscience Publication (1983).
- Brooke T.Y., Knake R.F., Joyce R.R. "The near-infrared polarization and colour of comet P/Halley", *Astronomy and Astrophysics*, 187, 621-624 (1987).
- Brownlee D.E. "Cosmic dust: collection and research", *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 13, 147-173 (1985).
- Brucato J. R., Colangeli L., Mennella V., Palumbo P., Bussoletti E. "Silicates in Hale-Bopp: hints from laboratory studies", *Planetary and Space Science*, 47, 773-779 (1999).
- Chernova G.P., Kiselev N.N., Jockers K. "Polarimetric characteristics of dust particles as observed in 13 comets: comparisons with asteroids", *Icarus*, 103, 144-158 (1993).
- Crovisier J. et al. "The thermal infrared spectra of comets Hale-Bopp and 103P/Hartley 2 observed with ISO", *ASP Conf. Series* 196, 109-117 (2000).
- Daniels P.A., Hughes D.W. "The accretion of cosmic dust. A computer simulation" *Royal Astronomical Society*, 195, 1001-1009 (1981).
- Debye K.L. "Der Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem Material", *Ann. Phys.*, 30, 59 (1909).
- Delahodde C.E., Meech K.J., Hainaut O.R., Dotto E. "Detailed phase function of comet 28P/Neujmin 1", *Astronomy and Astrophysics*, 376, 672-685 (2001).
- Donn B.D. "Comet nucleus - Some characteristics and a hypothesis on origin and structure", In: *Comets and the origin of life; Proceedings of the Fifth College Park Colloquium on Chemical Evolution*, 21-29 (1981).
- Donn B.D., Hughes D.W. "Characteristics and implications of a comet nucleus formed by random grain accretion", *Bulletin of the American Astronomical Society*, 17, 689 (1985).
- Donn, B.D. "The formation and structure of fluffy cometary nuclei from random accumulation of grains", *Astronomy and Astrophysics*, 235, 441-446 (1990).
- Donn B.D. "The accumulation and structure of comets", In: *Comets in the post-Halley era*, 1, 335-359 (1991).
- Donn B.D. "Adventures in the unknown: a path of astronomical research and discovery", *Planetary and Space Science*, 47, 1163-1170 (1999).

- Dorschner J., Begemann B., Henning Th. et al. "Steps toward interstellar silicate mineralogy. II. Study of Mg-Fe-silicate glasses of variable composition", *Astronomy and Astrophysics*, 300, 503-519 (1995).
- Draine B.T. "The discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains", *The Astrophysical Journal*, 333, 848-872 (1988).
- Draine B.T., Flatau P.J. "Discrete-dipole approximation for scattering calculations", *J. Opt. Soc. Am. A.*, 11, 1491-1499 (1994).
- Draine B.T., Weingartner J.C. "Radiative torques on interstellar grains. I. Superthermal spin-up", *The Astrophysical Journal*, 470, 551 (1996).
- Draine B.T., Flatau P.J. "User guide for the Discrete Dipole Approximation code DDSCAT.5a10" (2000).
<http://xxx.lanl.gov/abs/astro-ph/0008151v3>
- Draine B.T., Flatau P.J. "User guide for the Discrete Dipole Approximation code DDSCAT.6.0" (2003).
<http://arxiv.org/abs/astro-ph/0309069>
- Duncan M., Quinn T., Tremaine S. "The origin of short-period comets", *The Astrophysical Journal*, 328, 223 (1988).
- Edoh O. "Optical properties of carbon from the far infrared to the far ultraviolet", Ph. D. Dissertation, Univ. of Arizona (1983).
- Ehrenfreund P., Schutte W.A. "ISO observations of interstellar ices: implications for the pristine of comets", *Advanced in Space Research*, 25, 2177-2188 (2000).
- Enzian A., Cabot H., Klinger J. "Simulation of the water and carbon monoxide production rates of comet Hale-Bopp using a quasi 3-D nucleus model", *Planetary and Space Science*, 46, 851-858 (1998).
- Fulle M. "Constraints of the dust size distribution of 46P/Wirtanen from in situ and ground-based observations", *Advanced in Space Research*, 24, 1081-1085 (1999).
- Fulle M., Lvasseur-Regourd A.C., McBride N., Hadamcik E. "In situ dust measurements from within the coma of 1P/Halley: first-order approximation with a dust dynamical model", *The Astronomical Journal*, 119, 1968-1977 (2000).
- Gehrz R.D., Ney E.P. "0.7 to 23- μ m photometric observations of P/Halley 1986 III and six recent bright comets", *Icarus*, 100, 162-186 (1992).
- Giese R.H., Weiss K., Zerull R.H., Ono T. "Large fluffy particle. A possible explanation of the optical properties of interplanetary dust", *Astronomy and Astrophysics*, 65, 265-272 (1978).
- Giese R.H. "Optical investigation of dust in the solar system", In: *Solid particles in the solar system. Proceedings of the Symposium*, Ottawa, Canada p.1-12 (1980).
- Gombosi T.I., Houppis H.L. "An icy-glue model of cometary nuclei", *Nature*, 324, 43-44 (1986).
- Greenberg J.M. "What are comets made of -A model based on interstellar dust", In: Wilkening, L.L. (Ed.). *Comets*, University of Arizona Press, Tucson., 131-163 (1982).
- Greenberg J.M., Hage J.I. "From interstellar dust to comets - A unification of observational constraints", *The Astrophysical Journal*, 361, 260-274 (1990).

- Greenberg J.M. "Making a comet nucleus", *Astronomy and Astrophysics*, 330, 375-380 (1998).
- Greenberg J.M., Li A. "All comets are born equal: infrared emission by dust as a key to comet nucleus composition", *Planetary and Space Science*, 47, 787-795 (1999).
- Grün E., et al. "Broadband infrared photometry of comet Hale-Bopp with ISOPHOT", *Astronomy and Astrophysics*, 377, 1098-1118 (2001).
- Gustafson B.A.S., Kolokolova L.A. "Systematic study of light scattering by aggregate particles using the microwave analogue technique: Angular and wavelength dependence of intensity and polarization", *Journal Geophysic Res.*, 104, 711-720 (1999).
- Gustafson B.Å.S. "Microwave analogue to light scattering measurements", In: Mishchenko M.I., Hovenier J.W., Travis L.D., editors. *Light scattering by nonspherical particles*. San Diego: Academic Press, 367-390 (2000).
- Hadamcik E., Renard J.B., Levasseur-Regourd A.C., Worms J.C. "Laboratory light scattering measurements on "natural" particles with the PROGRA² experiments: an overview", *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 79, 679-696 (2002).
- Hadamcik E., Renard J.B., Levasseur-Regourd A.C., Worms J.C. "Polarimetric study of levitating dust aggregates with the PROGRA² experiment", *Planetary and Space Science*, 50, 895-901 (2002).
- Hadamcik E., Renard J.B., Worms J.C., Levasseur-Regourd A.C., Masson M. "Polarization of Light Scattered by Fluffy Particles (PROGRA² Experiment)", *Icarus*, 155, 497-508 (2002).
- Bruce Hapke. "Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy", Cambridge University Press (1993).
- Hanner M.S. "Comet Cernis - Icy grains at last?", *The Astrophysical Journal*, 277, 75-78 (1984).
- Hanner M.S., Tokunaga A.T., Golisch W.F., Griep D.M., Kaminski C.D. "Infrared emission from P/Halley's dust coma during March 1986", *Astronomy and Astrophysics*, 187, 653-660 (1987).
- Hanner M.S., Gehrz R.D., Harker D.E., Hayward T.L., Lynch D.K., Mason C.C., Russell R.W., Williams D.M., Wooden D.H., Woodward C.E. "Thermal Emission from the Dust Coma of Comet Hale-Bopp and the Composition of the Silicate Grains", *Earth, Moon and Planets*, 79, 247-264 (1997).
- Hanner M.S., Hayward T.L. "Infrared observations of comet 81P/Wild 2 in 1997", *Icarus*, 161, 164-173 (2002).
- Hanner M.A. "The scattering properties of cometary dust", *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 79-80, 695-705 (2003).
- Hirao K., Itoh T. "The planet-A encounters", *Nature*, 321, 294-297 (1986).
- Hovenier J.W. "Measuring scattering matrices of small particles at optical Wavelengths", In: Mishchenko M.I., Hovenier J.W., Travis L.D., editors. *Light scattering by nonspherical particles*. San Diego: Academic Press, 367-390 (2000).
- Hovenier J., Volten H., Muñoz O., van der Zande W., Waters L. "Laboratory studies of scattering matrices for randomly oriented particles. Potentials, problems, and prospective" *Electromagnetic and light scattering by nonspherical particles* / Eds. B. Gustafson, L. Kolokolova, G. Videen. Gainesville Florida; 127-130 (2002).

- Jenniskens P., Baratta G.A., Kouki A., De Groot M.S., Greeberg J.M., Strazzulla G. "Carbon dust formation on interstellar grains", *Astronomy and Astrophysics*, 273, 538-600 (1993).
- Keller H.U., Kramm R., Thomas N. "Surface features on the nucleus of Comet Halley", *Nature*, 331, 227-231 (1988).
- Kimura H., Kolokova L., Mann I. "Optical properties of cometary dust. Constraints from numerical studies on light scattering by aggregate particles", *Astronomy and Astrophysics*, In press. (2003).
- Kiselev N.N., Chernova G.P. "Phase functions of polarization and brightness and the nature of cometary atmosphere particles", *Icarus*, 48, 473-481(1981).
- Kiselev N.N., Shakhovskoy N.M., Efimov Yu.S. "On the polarization opposition effect of E-type asteroid 64 Angelina", *Icarus*, 120, 408-411 (1996).
- Kiselev N.N. "Are there two populations of comets based on polarimetric properties of dust particles?", *Evolution and Source Regions of Asteroids and comets: Proceedings of the 173rd Colloquium of the International Astronomical Union, held in Tatranska Lomnica, Slovak Republic, 24-28 (1998)*.
- Kiselev N.N., Velichko F.P. "Polarimetry and photometry of comet C/1996 B2 Hyakutake", *Icarus*, 133, 286-292 (1998).
- Kissel J., et al. "Composition of comet Halley dust particles from Vega observations", *Nature*, 321, 280-282 (1986).
- Kräetschmer W., Huffman D.R. "Infrared extinction of heavy ion irradiated and amorphous olivine, with applications to interstellar dust", *Astrophysics and Space Science*, 61, 195-203 (1979).
- Lellouch E., Crovisier J., Lim T., Bockelee-Morvan D., Leech K., Hanner M.S., Altieri B., Schmitt B., Trotta F., Keller H.U. "Evidence for water ice and estimate of dust production rate in comet Hale-Bopp at 2.9 a.u. from the Sun", *Astronomy and Astrophysics*, 339, 9-12 (1998).
- Levasseur-Regourd A.C., Hadamcik E., Renard J.B. "Evidence for two classes of comets from their polarimetric properties at large phase angles", *Astronomy and Astrophysics*, 313, 327-333 (1996).
- Levasseur-Regourd A.C., McBride N., Hadamcik E., Fulle M. "Similarities between in situ measurements of local dust light scattering and dust flux impact data within the coma of 1P/Halley", *Astronomy and Astrophysics*, 348, 636-641 (1999).
- Levasseur-Regourd A.C., Hadamcik E. "Light scattering by irregular dust particles in the solar system: observations and interpretation by laboratory measurements", *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 78, 903-910 (2003).
- Li A., Greenberg J.M. "Mid-infrared spectropolarimetric constraints on the core mantle interstellar dust model", *The Astrophysical Journal*, 577, 789-794 (2002).
- Li A., Greenberg J. M. "In dust we trust: an overview of observations and theories of interstellar dust". In: *Solid State Astrochemistry. Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Solid State Astrochemistry*, 120, 37-84 (2003).
- Lumme K., Rahola J. "Light scattering by porous dust particles in the discrete dipole approximation", *The Astrophysical Journal*, 425, 653-667 (1994).

- Lumme K., Rahola J. "Comparison of light scattering by stochastically rough spheres, best-fit spheroids and spheres", *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 60(3), 439-450 (1998).
- Macke A. "A ray-tracing technique for calculating the scattering properties of atmospheric ice crystals", Thesis, Cologne Univ. GKSS-Forschungszentrum Geesthacht, Germany. (1991).
- Macke A. "Scattering of light by polyhedral ice crystals", *Applied Optics*, 32, 2780-2788 (1993).
- Manset N., Bastien P. "Polarimetric observations of comets C/1995 O1 Hale-Bopp and C/1996 B2 Hyakutake", *Icarus*, 145, 203-219 (2000).
- Mason C.G., Gehrz R.D., Ney E.P., Williams D.M., Woodward C.E. "The temporal development of the Pre-perihelion infrared spectral energy distribution of comet Hyakutake (C/1996 B2)", *The Astrophysical Journal*, 507, 398-403 (1998).
- Mason C.G., Gehrz R.D., Jones T.J., Woodward C.E., Hanner M.S., Williams D.M. "Observations of unusually small dust grains in the coma of comet Hale-Bopp C/1995 O1", *The Astrophysical Journal*, 549, 635-646 (2001).
- Maxwell-Garnett J.C. "Colours in metal glasses and in metallic films", *Philos. Trans. Soc. A.*, 203, 385-420 (1904).
- McDonnell J.M., Lamy P.L., Pankiewicz G.D. "Physical properties of cometary dust". In: Newburn R.L., Neugebauer M., Rahe J., editors. *Comets in the post Halley era*. Dordrecht: Kluwer, 2, 1043-1073 (1991).
- Mie G. "Beiträge zur Optik trüber Medien speziell kolloidaler Metallösungen", *Ann. Phys.*, 25, 377 (1908).
- Millis R.J., A'Hearn M.F., Thompson D.T. "Narrowband photometry of comet p/Stephan-Oterma and the backscattering properties of cometary grains", *The Astrophysical Journal*, 87, 1310-1316 (1982).
- Mishchenko M.I. "Enhanced backscattering of polarized light from discrete random media: calculations in exactly the backscattering direction", *J. Opt. Soc. Am.*, 9, 978-982 (1992).
- Mishchenko M.I. "On the nature of the polarization opposition effect exhibited by Saturn's rings", *The Astrophysical Journal*, 411, 351-361 (1993).
- Mishchenko M.I. "Light scattering by size/shape distributions of randomly oriented axially symmetric particles of a size comparable to a wavelength", *Applied Optics*, 32, 4652-4666 (1993).
- Mishchenko M.I., Travis L.D., Mackowski D.W. "T-matrix computations of light scattering by nonspherical particles: a review", *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 55, 535-557 (1996).
- Mishchenko M.I., Hovenier J.W., Travis L.D. "Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements, and Applications", Academic Press, San Diego (2000).
- Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A. "Scattering, Absorption and Emission of Light by Small Particles", Cambridge University Press (2002).
- Molster F.J., Demyk A., D'hendecourt L., Bradley J.P., Bonal L., Borg J. "The first 2-50 μm infrared spectrum of interplanetary dust particle (IDP)", *Lunar and Planetary Science XXXIV* (2003).
- Moreno F., Muñoz O., Vilaplana R., Molina A. "Irregular particles in comet C/1995 O1 Hale-Bopp inferred from its mid-infrared spectrum", *The Astrophysical Journal*, 595, 522-530 (2003).

- Mukai T. "Analysis of a dirty water-ice model for cometary dust", *Astronomy and Astrophysics*, 164, 397-407 (1986).
- Mukai T., Fechtig H., Grün E., Giese R.H., Mukai S. "Evolution of the albedos of cometary dirty ice grains", *Astronomy and Astrophysics*, 167, 364-370 (1986).
- Muñoz O., Volten H., Haan J.F., Vassen W., Hovenier J.W. "Experimental determination of scattering matrices of olivine and Allende meteorite particles", *Astronomy and Astrophysics*, 360, 777-788 (2000).
- Muñoz O., Volten H., Haan J.F., Vassen W., Hovenier J.W. "Experimental determination of scattering matrices of randomly oriented fly ash and clay particles at 441.6 nm and 632.8 nm", *Journal of Geophysical Research*, 106, 833-844 (2001).
- Petrova E.V., Jockers K., Kiselev N.N. "Light scattering by aggregates with sizes comparable to the wavelength: an application to cometary dust", *Icarus*, 148, 526-536 (2000).
- Purcell E.M., Pennypacker C.R. "Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains", *The Astrophysical Journal*, 186, 705-714 (1973).
- Nappo S., McDonnell J.M., Levasseur-Regourd A.C., Mandeville J.C., Soubeyran A., Zarnecki J.C. "Intercomparison of Giotto DIDSY/PIA and HOPE data", *Asteroids, Comets, Meteors III. Proceedings of a Meeting (AMC 89)*, 397-400 (1990).
- Neslusan L. "A comparison between the compositions of cometary and interstellar materials . I. Molecular abundances", *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 32, 145-174 (2002).
- Oishi M., Okuda H., Wickramasinghe N.C. "Infrared observations of comet West (1975n)II. A model of the cometary dust", *Publ. Astron. Soc. Japan*, 30, 161-171 (1978).
- Öpik E.J. "Comet families and trans-neptunian planets". *Irish Astronomical Journal*, 10, 35-92 (1971).
- Renard J.B., Hadamcik E., Lemaire T., Worms J.C., Levasseur-Regourd A.C. "Polarization imaging of dust cloud particles: Improvements and applications of the PROGRA² instrument", *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 31, 2511-2518 (2003).
- Rietmeijer F.J.M., Pfeffer M.A., Chizmadia L., Macy B., Fischer T.P., Zolensky M.E., Warren J.L., Jenniskens P. "Leonid dust spheres captured during the 2002 storm?", *34th Annual Lunar and Planetary Science Conference*, 1358 (2003).
- Rosenbush V.K., Shakhovskoj N. M., Rosenbush A.E. "Polarimetry of comet Hale-Bopp: linear and circular polarization, stellar occultation", *Earth, Moon and Planets*, 78, 381-386 (1997).
- Rosenbush V.K., Avramchuk V.V., Rosenbush A.E., Mishchenko M.I. "Polarization properties of the Galilean satellites of Jupiter: Observations and preliminary analysis", *The Astrophysical Journal*, 487, 402-414 (1997).
- Rosenbush V., Kiselev N., Avramchuk V., Mishchenko M. "Photometric and Polarimetric Opposition Phenomena Exhibited by Solar System Bodies", In G. Videen and M. Kocifaj (eds), *Optics of Cosmic Dust* (Kluwer Academic Publishers), 191-224 (2002).
- Sagdeev R.Z. "The Vega mission to Halley's comet", In *Exploration of Halley's Comet* (eds. M. Grewing, F. Praderie and R. Reinhard), Springer Heiderberg Germany, 959-964 (1988).

- Schleicher D.G., Millis R.L., Birch P.V. "Narrowband photometry of comet P/Halley: variation with heliocentric distance, season, and solar phase angle", *Icarus*, 132, 397-417 (1998).
- Sears Derek W.G., Kochan H.W., Huebner W.F. "Invited Review: Laboratory simulation of the physical processes occurring on and near the surfaces of comet nuclei", *Meteoritics and Planetary Science*, 34, 497-525 (1999).
- Shkuratov Yu.G. "On the origin of the opposition effect and negative polarization for cosmic bodies with solid surface", *Astronomicheskii. Circular*, 1400, 3-6 (1985) (in Russian).
- Shkuratov Yu.G. "The diffraction mechanism of opposition effect of surface with complex structure", *Kinematika i Fisika Nebesnykh*, 4, 33-39 (1988) (in Russian).
- Shkuratov Yu.G. "Interference mechanism of opposition spike and negative polarization of atmosphereless planetary bodies", *Bull Am Astron Soc*, 21, 989 (1989).
- Shkuratov Yu.G., Muinonen K., Bowell E., Lumme K., Peltoniemi J.I., Kreslavsky M.A., Stankevich D.G., Tishkovetz V.P., Opanasenko N.V., Melkumova L.Y. "A critical review of theoretical models of negatively polarized light scattered by atmosphereless solar system bodies", *Earth, Moon and Planets*, 65, 201-246 (1994).
- Shkuratov Yu.G., Ovcharenko A., Zubko E., et al. "The opposition effect and negative polarization of structural analogs for planetary regoliths", *Icarus*, 159, 396-416 (2002).
- Shkuratov Yu.G., Ovcharenko A., Zubko E., Volten H., Muñoz O., Videen G. "The negative polarization of light scattered from particulate surfaces and of independently scattering particles" *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 88, 267-284 (2004).
- Tokunaga A.T., Smith R.G. Nagata T., Depoy D.L. Sellgren K. "3 micron spectroscopy of comet Halley (1982i)", *The Astrophysical Journal*, 310, 45-48 (1986).
- Tokunaga A.T., Golisch W.F., Griep D.M., Kaminski C.D., Hanner M.S. "The NASA infrared telescope facility Comet Halley monitoring program. I - Preperihelion results", *The Astronomical Journal*, 92, 1183-1190 (1986).
- Tokunaga A.T., Golisch W.F., Griep D.M., Kaminski C.D., Hanner M.S. "The NASA infrared telescope facility comet Halley monitoring program. II - Postperihelion results", *The Astronomical Journal*, 96, 1971-1976 (1988).
- Stern S.A. "The evolution of comets in the Oort cloud and Kuiper Belt", *Nature*, 424, 639-642 (2003).
- Strazzulla G., Baratta G.A. "Carbonaceous material by ion irradiation in space", *Astronomy and Astrophysics*, 226, 434-438 (1992).
- Van de Hulst, "Light scattering by small particles", Dover Publication (1957).
- Vilaplana R., Moreno F., Molina A. "Computations of the single scattering properties of an ensemble of compact and inhomogeneous rectangular prisms: implications for cometary dust", *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 88, 219-231 (2004).
- Volten, H. "Light scattering by small planetary particles. An experimental study", Ph. D. Thesis, Free University, Amsterdam, 2001.

- Volten H., Muñoz O., Rol E., de Haan J., Vassen W., Hovenier J., Muinonen K., Nousianen T. "Scattering matrices of mineral aerosol particles at 441.6 nm and 632.8 nm", *Journal of Geophysical Research*, 106, 375–401 (2001).
- Waelkens C. et al. "SWS observations of young main-sequence stars with dusty circumstellar disks", *Astronomy and Astrophysics*, 315, 245-248 (1996).
- Waelkens C., Malfait K., Waters L.B.F.M., De Graauw Th. "ISO's view on dust in comets and circumstellar media", *The Universe as seen by ISO*. Eds. P. Cox & M. F. Kessler, 427, 607-614 (1999).
- Weissman P.R. "Are cometary nuclei primordial rubble piles?", *Nature*, 320, 242-244, (1986).
- Wenbo S., Qiang F., Zhizhang Ch. "Finite-difference time-domain solution of light scattering by dielectric particles with a perfectly matched layer absorbing boundary condition", *Applied optics*, 38, 3141-3151 (1999).
- Wenbo S., Norman G. L., Qiang F. "Finite-difference time-domain solution of light scattering by particles in absorbing medium", *Applied optics*, 41, 5728-5742 (2002).
- Whipple F.L. "A comet model I. The acceleration of Comet Encke", *The Astrophysical Journal*, 111, 375-394 (1950).
- Wriedt T. "A review of elastic light scattering theories", *Part. Syst. Charact.*, 15, 67-74 (1998).
- Williams D.M., Mason C.G., Gehrz R.D., Jones T.J., Woodward C.E., Harker D.E., Hanner M.S., Wooden D.H., Witteborn F.C., Butner H.M. "Measurement of submicron grains in the coma of comet Hale-Bopp C/1995 01 during 1997", *Astrophysical Journal Letters*, 489, 91-94 (1997).
- Xing Z., Hanner M.S. "Light scattering by aggregate particles", *Astronomy and Astrophysics*, 324, 805-820 (1997).
- Yamamura I. "High-resolution spectroscopy of the evolved stars: from ISO to HII/L2", *The Institute of the Space and the Astronautical Science*, 14 (2000).
- Zellner B., Gradie J. "Minor planets and related objects. XX -Polarimetric evidence for the albedos and compositions of 94 asteroids", *The Astronomical Journal*, 81, 262-280 (1976).
- Zubko E.S., Shkuratov Yu.G. "Negative polarization of light scattered by cometary dust and planetary regolith: two different mechanisms", *Solar System Remote Sensing*, 95 (2002).