



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL
AVENIDA DE
MÉXICO

CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

“Estudio del Polvo en
los Discos Circunestelares”

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE

MAESTRO EN CIENCIAS

P R E S E N T A

Lic. DAVID OMAR OSEGUERA GALINDO

Director de Tesis: Dra. PAOLA D’ALESSIO VESSURI

MORELIA, MICHOACÁN.

2009





Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

*Estudio del polvo
en los discos circunestelares*

David Omar Oseguera Galindo

Director: Dra. Paola D'Alessio Vessuri. (CRyA, UNAM)

AGRADECIMIENTOS

Quiero expresar mi agradecimiento a la Dra. Paola D'Alessio Vessuri, quien dirigió esta tesis, y a los sinoidales Drs. Salvador Curiel Ramírez, Gilberto Gómez Reyes, Laurent Loinard y Ricardo González Domínguez, por sus valiosas sugerencias.

Mi agradecimiento muy especial a mi asesora la Dra. Paola D'Alessio por su paciencia, dedicación, entusiasmo, buenos consejos y valioso apoyo para la elaboración del presente trabajo. También gracias a ella pude contar con beca.

Agradezco a la Dra. Rosa Amelia González y al Dr. Laurent Loinard por haberme otorgado beca durante los primeros meses. Asimismo mi agradecimiento al Dr. Salvador Curiel por su valioso apoyo al darme beca durante la mayor parte del tiempo para la elaboración de la tesis.

Agradezco al Dr. Ben Sargent sus valiosas sugerencias acerca de la EMT. También agradezco a Alberto García por sus bonitos dibujos.

Agradezco al Centro de Radioastronomía y Astrofísica de la UNAM por todas las facilidades que me brindaron. Deseo agradecer a los Doctores que me dieron clases y seminarios, su paciencia y el apoyo que me dieron.

Deseo expresar mi agradecimiento especial a mis hermanos y amigos, su compañía, entusiasmo, buen humor y todo el apoyo que me dan.

Mi agradecimiento muy especial a mi esposa María Hortencia Sánchez Vieyra y mis padres José Oseguera García y María Elizabeth Galindo García por el amor, cariño, alegría, entusiasmo y todo el apoyo que me dan en todo momento. Asimismo doy gracias a Dios por seguir apoyandome en mis sueños.

Índice general

1. INTRODUCCIÓN	7
2. DESCRIPCIÓN DEL POLVO	13
2.1. Propiedades ópticas	15
2.2. Teoría del Medio Efectivo	21
2.3. Teoría de Mie para granos esféricos	23
2.4. Coeficientes de absorción, dispersión y extinción	24
2.5. Distribución de tamaños	26
2.6. Discusión y conclusiones	30
3. OPACIDADES	31
3.1. Granos compuestos de un sólo material	31
3.2. Granos porosos compuestos de un sólo material con distribu- ción de tamaños de ley de potencia	38
3.3. Granos compuestos de diferentes ingredientes con una distri- bución de tamaños de ley de potencias	46
3.4. Discusión y conclusiones	53
4. DISCOS CIRCUNESTELARES	55
4.1. Origen	56
4.2. Evolución	57

4.3. Modelo del disco	62
4.3.1. Disco de acreción de gas y polvo	62
4.3.2. Pared interna del disco de gas y polvo	64
4.4. Parámetros	65
4.5. Resultados	68
4.5.1. Estructura del disco y su pared interna	68
4.5.2. Contribuciones al espectro	69
4.5.3. Sólo silicatos	72
4.5.4. Silicatos amorfo + grafito	76
4.5.5. Silicato amorfo + carbono amorfo	79
4.5.6. Silicato amorfo + hielo de agua	82
4.5.7. Silicato amorfo + carbono amorfo + hielo	82
4.5.8. Silicatos cristalinos	87
4.5.9. Papel de la distribución de tamaños	90
5. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES	93
A. Código	96
Bibliografía	106

Capítulo 1

INTRODUCCIÓN

Es importante estudiar el polvo de los discos circunestelares, porque es la fuente de opacidad dominante en la mayor parte del disco que rodea una estrella joven de masa baja e intermedia y es el principal responsable del calentamiento y enfriamiento del disco. Casi todo el espectro emergente del disco es producido por el polvo, que emite térmicamente y dispersa radiación del propio disco y de la estrella central, así que cada detalle de dicho espectro, es un diagnóstico de las propiedades del disco y su polvo.

En la literatura uno se encuentra con opacidades calculadas usando la teoría de Mie tanto para granos de un tamaño particular como para el caso de una distribución de tamaños dada. Estas opacidades suelen estar determinadas en un intervalo reducido de longitudes de onda. Suele considerarse que los granos están compuestos de un solo ingrediente o a veces de dos (Miyake & Nakagawa 1993). Pero para construir un modelo más realista del polvo que pueda existir en un disco circunestelar, se debe determinar la opacidad en un amplio intervalo de longitudes de onda. Esto se debe a que los granos se pueden calentar por absorción de radiación estelar y radiación de choques de acreción del material del disco que cae a la estrella central, que típicamente irradian a longitudes de onda del UV y óptico. Mientras que los granos se enfrían emitiendo térmicamente a longitudes de onda del infrarrojo cercano, mediano, lejano, dependiendo de la temperatura del polvo (por ejemplo, Calvet et al. 1992, 1991; Chiang & Goldreich 1997; D'Alessio et al. 1998). Además se debe explorar la posibilidad de que cada grano esté com-

puesto de varios ingredientes.

El objetivo de esta tesis es hacer un estudio detallado de la opacidad del polvo, variando la composición química, distribución de tamaños y porosidad de los granos, y cómo esta opacidad influye en los modelos de discos circunestelares jóvenes. Para este objetivo se usa un código que permite el cálculo de eficiencias de extinción y dispersión de acuerdo a la teoría de Mie (Wiscombe 1996), con funciones dieléctricas calculadas usando la teoría del medio efectivo (Borhen & Huffman 1983) que permite considerar granos compuestos de diferentes ingredientes químicos, y además variar su grado de porosidad. En particular estamos interesados en explorar la porosidad de los granos, porque en un disco denso colisiones entre los granos pueden ser muy frecuentes ocasionando que se produzcan agujeros en sus estructuras. La figura (1.1) es la imagen de una estructura porosa de polvo interplanetario. En el siguiente capítulo se describe en más detalle las posibles formas que pueden tener los granos en los discos circunestelares.

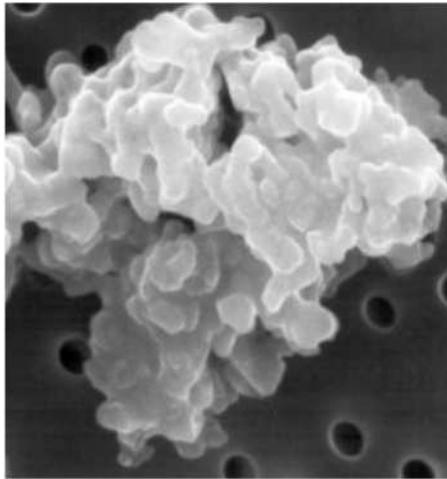


Figura 1.1: Imagen de un chondrita poroso (Jessberger & Brownlee 2007) de tamaño 0.1 mm.

Los ingredientes que utilizamos son carbono en forma amorfa o cristalina (grafito), hielo de agua y diferentes tipos de silicatos tanto amorfos como cristalinos. En particular, consideramos a los silicatos porque son los respon-

sables de las bandas de 10 y 18 μm , observadas en espectros de discos en torno a estrellas jóvenes. Las propiedades ópticas de los granos se pueden describir con el índice de refracción o con la función dieléctrica y ambas cantidades están relacionadas, como se verá en detalle en (§ 2.1). Los índices de refracción de diferentes variedades de silicatos, presentan picos en el mediano infrarrojo alrededor de 10 y 18 μm . El primero se relaciona con un modo de vibración llamado *stretching* del enlace Si-O, el segundo con un modo llamado *bending* de O-Si-O (ver por ejemplo Dorschner and Henning 1986, Pollack et al 1994). La figura (1.2) es una representación de la molécula del silicato tetraédrico, que caracteriza a las olivinas, el tipo de enlace es covalente (Laidler & Meiser 1998).

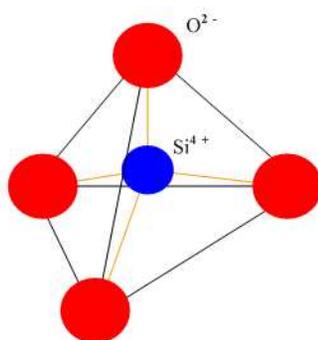


Figura 1.2: Esquema de la molécula de silicato que caracteriza a las olivinas.

Los índices de refracción de las diferentes composiciones químicas que estudiamos son extraídas de reportes de estudios del laboratorio, principalmente del laboratorio de Jena (<http://www.astro.uni.jena.de>). Por ejemplo, para determinar índices de refracción de silicatos, lo que hacen en el laboratorio es fundir el mineral que contenga silicatos y subsecuentemente se enfría y a la muestra se le hace espectroscopía infrarroja (Fabian et al. 2001). Para producir granos de tamaños apropiados para representar el polvo del medio interestelar y los discos circunestelares, se enfría la muestra lentamente, lo cual hace que se desprendan fragmentos de $\approx 6 \mu m$ y luego estos se trituran en un mortero, hasta alcanzar un tamaño de $\approx 1 \mu m$ (Chihara et al. 2002).

La tesis se divide básicamente en dos partes principales. En la primera se hace un estudio detallado de la opacidad, variando la composición química, grado de porosidad, fracción en masa de polvo a gas y distribución de tamaños. En la segunda parte se estudia el efecto de incorporar los nuevos modelos de polvo en modelos físicos de la estructura y la emisión de discos circunestelares, que se han ido desarrollando en una serie de trabajos por D'Alessio et al. (1996, 1998, 1999, 2001 y 2006). Estos modelos de discos se han aplicado al estudio de las características de discos en torno a estrellas T Tauri en la nube de Tauro (e.g., D' Alessio et al. 1998, 1999, 2001, 2006; Furlan et al. 2005, 2006) y más recientemente se han aplicado a estudiar discos en torno a estrellas enanas café (Muzerolle et al. 2007; Luhman et al. 2007; Morrow et al. 2008) y en torno a estrellas Ae/Be de Herbig (Keller et al. 2008).

En D'Alessio et al. (2001) se estudia el efecto que produce el crecimiento de los granos sobre la estructura y espectro del disco, y en D'Alessio et al. (2006) se estudia el efecto del asentamiento de dichos granos. En estos trabajos se tomaron dos modelos de polvo. En el primero el polvo, consistía de granos esféricos segregados de grafito y silicatos de tipo olivina, con abundancias de Draine & Lee (1984) y en el segundo trabajo el modelo de polvo era de granos esféricos segregados de olivinas, material orgánico, troilita e hielo de agua, con abundancias de Pollack et al. (1994). En ambos casos se toma una distribución de tamaños de la forma $n(a) \sim a^{-p}$ con $p = 2.5$ y $p = 3.5$, donde $a_{min} = 0.005 \mu m$ y a_{max} es variable. El resultado obtenido por el modelo es que se reproducen bien características generales de los espectros observados, pero no se cuantifican bien los detalles, por ejemplo los perfiles de las bandas de 10 y 18 μm , o la extinción de la estrella central en el caso de la enana café 2MASS J04381486+2611399, observada casi de canto (Luhman et al. 2007).

Con el espectrógrafo infrarrojo (IRS) a bordo de Spitzer se ha profundizado el estudio de las bandas de silicatos, que se piensa se forman en las partes más calientes de la atmósfera de los discos. A partir de estos espectros se ha podido cuantificar la composición química de los diferentes ingredientes amorfos y cristalinos que forman parte del polvo de los discos y que son responsables de las bandas observadas. En particular, se ha podido caracterizar la componente cristalina, lo cual nos ayudará a entender como evoluciona el

polvo (Watson et al. 2008). En estos estudios recientes se usan opacidades de una variedad de ingredientes, cuya composición química y fracción en masa, se intentan determinar ajustando el espectro observado (Sargent et al. 2006; 2008). Para simplificar el problema, se considera que los granos de polvo tienen una única temperatura o a veces dos.

En la segunda parte de la tesis contribuiremos a estos estudios, con un modelo de disco que determina autoconsistentemente la temperatura y densidad como función del radio y la altura, combinándolo con modelos de polvo que producen las bandas que incluyan granos porosos, compuestos de varios ingredientes, con incrustaciones cristalinas y amorfas, etc. El objetivo principal de esta segunda parte de la tesis es estudiar el efecto que tiene variar ingredientes y propiedades del polvo en el espectro resultante del modelo del disco. Este modelo se describe en más detalle en el capítulo 4. Además, como referencia se comparan los espectros sintéticos obtenidos de los modelos con el espectro de la estrella T Tauri F04147+2822, observado con el espectrógrafo IRS del Telescopio Espacial Spitzer (Furlan et al. 2006).

En el capítulo 2 se hace una descripción en detalle del polvo para calcular su opacidad y se revisan las ecuaciones básicas que se utilizaron. En el capítulo 3 se presentan las opacidades. En el capítulo 4 se presentan los espectros sintéticos y finalmente en el capítulo 5 se discuten los resultados obtenidos al incorporar los nuevos modelos de polvo en modelos de discos circunestelares.

Capítulo 2

DESCRIPCIÓN DEL POLVO

El polvo está constituido por estructuras sólidas separadas, llamadas granos que pueden tener diferentes tamaños, composiciones químicas y formas geométricas. El material de los granos puede ser amorfo o cristalino. En un cristal los átomos están arreglados de manera regular y presentan estructura interna ordenada. En caso contrario, se dice que el material es amorfo (Krügel 2003). En las figuras (2.1) y (2.2) se muestran ejemplos de estructuras amorfa y cristalina.

En los discos circunestelares los granos tienden a ser más grandes que en el Medio Interestelar (de aquí en adelante MI), debido a que los discos son más densos y las colisiones entre granos y gas son más frecuentes (Miyake & Nakagawa 1993). También se piensa que los granos en los discos son inhomogéneos y porosos debido a varias razones. Por ejemplo, partículas intrínsecamente homogéneas pueden coagularse y formar un grano más grande con espacios vacíos en su interior, o moléculas gaseosas diferentes pueden colisionar con la superficie de un grano y quedarse pegadas. Por otro lado, moléculas gaseosas pueden condensarse en la superficie del grano y formar mantos de hielo, o PAHs (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons) y/o átomos metálicos pueden contaminar el material del que se forman los granos y/o en las zonas más densas, colisiones entre granos pueden romperlos produciendo agujeros.

En este capítulo introduciremos los conceptos de índice de refracción y

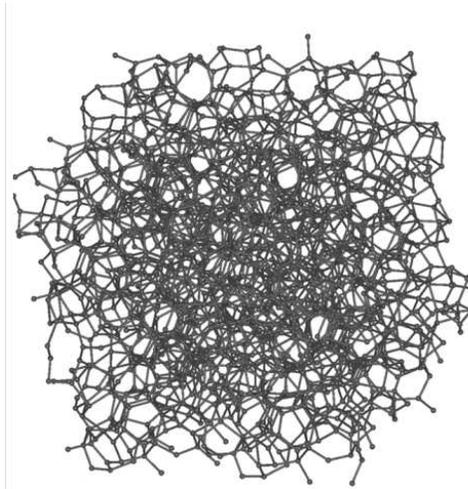


Figura 2.1: Esquema de la estructura del carbono amorfo.

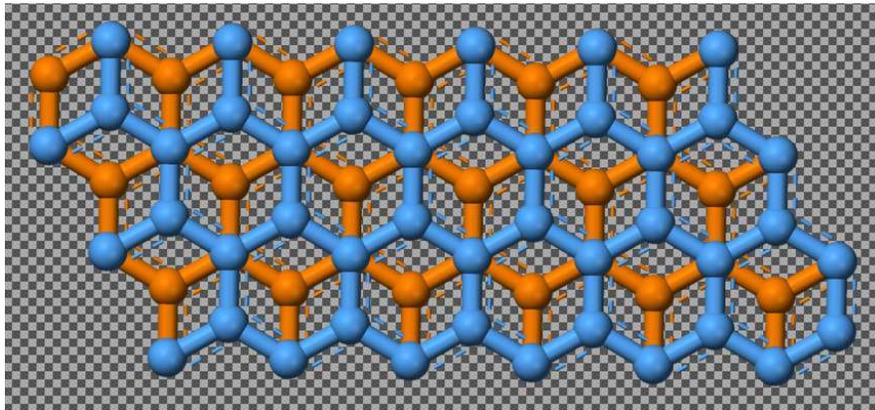


Figura 2.2: Esquema de la estructura del carbono cristalino.

permitividad eléctrica (§2.1); discutiremos las propiedades ópticas de granos inhomogéneos y porosos calculados a partir de las teorías del medio efectivo (§2.2); resumiremos la teoría de Mie para calcular eficiencias de dispersión, absorción y extinción (2.3). También definiremos los conceptos de coeficiente de absorción, de dispersión y de extinción (§2.4), en (§ 2.5) definiremos y presentaremos la distribución de tamaños y en § (2.6) discutiremos los resul-

tados.

2.1. Propiedades ópticas

Para la descripción de las propiedades ópticas de los granos se utiliza la permitividad eléctrica (también llamada permitividad dieléctrica o permeabilidad dieléctrica o función dieléctrica) o el índice de refracción. Más adelante se definirán y se mostrará que ambas cantidades están relacionadas. Para entender como interactúa la radiación con un material de cierta permitividad eléctrica, empezaremos revisando las ecuaciones de Maxwell para un medio dieléctrico; las cuales se pueden escribir así:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{B} - \mu\varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0, \quad (2.4)$$

donde \vec{E} y \vec{B} son el campo eléctrico y magnético, respectivamente, y ε y μ son la permitividad eléctrica y permeabilidad magnética del material.

Escribiendo los campos como cantidades complejas, con una variación temporal dada por $e^{-i\omega t}$, las ecuaciones de Maxwell pueden reescribirse así:

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0, \quad (2.5)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.6)$$

$$\nabla \times \vec{E} = i\omega\vec{B}, \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \vec{B} = -i\omega\mu\varepsilon\vec{E}. \quad (2.8)$$

Aplicando el rotacional a las ecuaciones (2.7-2.8) y usando las ecuaciones (2.5-2.6) se obtienen ecuaciones de onda de la forma:

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \mu\varepsilon \vec{E} = 0, \quad (2.9)$$

$$\nabla^2 \vec{B} + \omega^2 \mu\varepsilon \vec{B} = 0. \quad (2.10)$$

Una solución a estas ecuaciones son ondas de la forma

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\vec{k}\cdot\vec{x} - i\omega t}, \quad (2.11)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 e^{i\vec{k}\cdot\vec{x} - i\omega t}, \quad (2.12)$$

donde las amplitudes \vec{E}_0 y \vec{B}_0 son vectores constantes en el espacio y el tiempo, y \vec{k} es el vector de onda, que puede ser complejo y se puede escribir como

$$\vec{k} = \vec{k}_1 + i\vec{k}_2. \quad (2.13)$$

Al sustituir las ecuaciones (2.11-2.12) en las ecuaciones (2.5-2.8) se tienen las siguientes relaciones:

$$\vec{k} \cdot \vec{E}_0 = 0, \quad (2.14)$$

$$\vec{k} \cdot \vec{B}_0 = 0, \quad (2.15)$$

$$\vec{k} \times \vec{E}_0 = \omega\vec{B}_0, \quad (2.16)$$

$$\vec{k} \times \vec{B}_0 = -\omega\mu\epsilon\vec{E}_0. \quad (2.17)$$

Aplicando el producto cruz con \vec{k} a la ecuación (2.16) y usando las ecuaciones (2.14) y (2.17) se tiene que

$$\vec{k} \cdot \vec{k} = \omega^2\epsilon\mu, \quad (2.18)$$

que se puede escribir también como

$$\vec{k} = \frac{\omega m}{c}, \quad (2.19)$$

donde c es la velocidad de la luz y m es el índice de refracción complejo, que se puede expresar de la siguiente manera

$$m = c\sqrt{\epsilon\mu} = \sqrt{\frac{\epsilon\mu}{\epsilon_0\mu_0}}. \quad (2.20)$$

Así, el índice de refracción se puede definir como el cociente de la rapidez de la onda electromagnética en el vacío sobre la rapidez promedio de la onda electromagnética en el material. Es una cantidad muy útil para describir los efectos de un material sobre la propagación de radiación. Tanto el índice de refracción como la permitividad se escriben como cantidades complejas de la forma

$$m = n + i\kappa, \quad (2.21)$$

$$\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2, \quad (2.22)$$

donde los subíndices 1 y 2 indican la parte real e imaginaria de la permitividad, redefinida como $\epsilon = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$, respectivamente y n y κ , la parte real e imaginaria del índice de refracción. En este trabajo se considera material no magnético y por lo tanto $\mu = \mu_0$, es decir la permeabilidad magnética es igual a la del vacío.

De las ecuaciones (2.20-2.22) se pueden encontrar las relaciones entre las distintas componentes de m y ϵ

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} + \epsilon_1}, \quad (2.23)$$

$$k = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2} - \epsilon_1}. \quad (2.24)$$

En el análisis teórico para la determinación de las permitividades se tiene que considerar si el medio es dieléctrico o conductor. Si el grano está formado de material dieléctrico, se caracteriza por no tener cargas libres. En este caso el modelo más sencillo que se usa es el de Lorentz, en el que los electrones e iones se describen como un sistema de osciladores armónicos (ver por ejemplo Borhen & Huffman 1983).

En este modelo, el electrón se encuentra ligado al núcleo a través de un resorte de frecuencia natural $\omega_0 = \sqrt{k/m_e}$. Si el átomo interactúa con un campo eléctrico de la forma $E = E_0 e^{-i\omega t}$, la ecuación de movimiento en 1 dimensión se puede escribir como

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = F, \quad (2.25)$$

donde x es el desplazamiento del electrón de su posición de equilibrio, γ es el coeficiente de fricción dado por $\gamma = \frac{b}{m_e}$, b es una constante de amortiguamiento, m_e es la masa del electrón, \bar{e} es la carga del electrón y $F = \frac{\bar{e}E}{m_e}$ es la contribución de la fuerza externa. La solución a la ecuación de movimiento es un desplazamiento dado por

$$x = x_0 e^{-i\omega t}, \quad (2.26)$$

de amplitud

$$x_0 = \frac{\bar{e}E_0}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma)}.$$

Para encontrar una expresión para la permitividad es útil usar el momento dipolar, que se puede expresar de la forma

$$P = Nx\bar{e}, \quad (2.27)$$

donde N representa el número de osciladores por unidad de volumen. Sustituyendo la ecuación (2.26) en la ecuación (2.27) se tiene (ver por ejemplo Krügel 2003)

$$P = \frac{Ne^2}{m_e} \frac{E}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}. \quad (2.28)$$

El momento dipolar se puede escribir en términos de la susceptibilidad eléctrica χ , que está relacionada con la permitividad a través de $\chi = \epsilon - 1$, de la siguiente manera

$$P = \chi E. \quad (2.29)$$

Para escribir la permitividad como función de frecuencia es útil introducir la frecuencia de plasma, que se define como $\omega_p = \sqrt{Ne^2/m_e}$. Usando las ecuaciones (2.28-2.29) y la frecuencia de plasma, se puede escribir la permitividad eléctrica del material dieléctrico como

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} + i \frac{\omega_p^2\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}. \quad (2.30)$$

En el caso en que la frecuencia de la radiación incidente es igual a la frecuencia natural de oscilación ($\omega=\omega_0$) aparece una resonancia.

Si el grano esta formado de material conductor se caracteriza por tener cargas libres. En el modelo de Lorentz, la constante de resorte es $k = 0$ y la frecuencia natural $\omega_0 = 0$. Se puede escribir la permitividad eléctrica para el material conductor de la forma

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma^2 + \omega^2} + i \frac{\gamma \omega_p^2}{\omega(\gamma^2 + \omega^2)}. \quad (2.31)$$

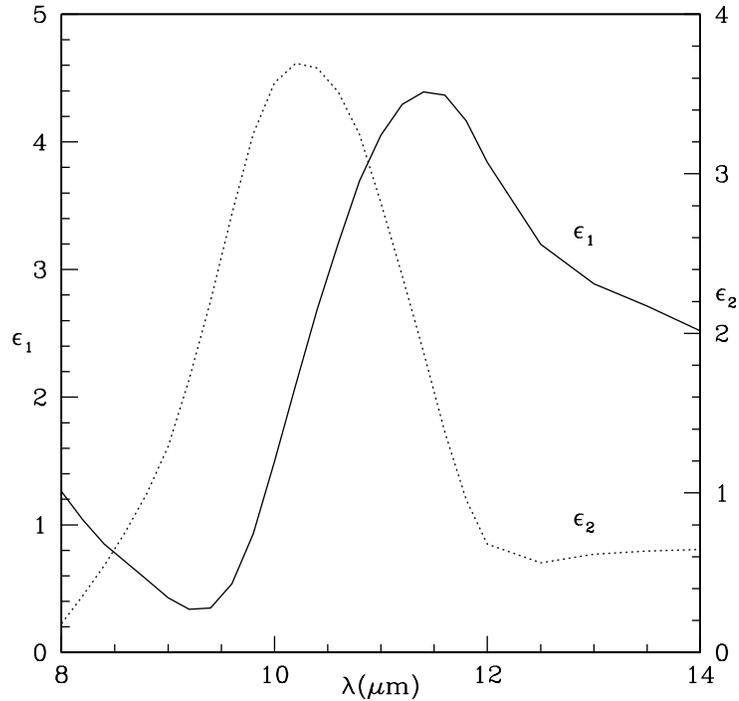


Figura 2.3: Grafica, donde la parte horizontal es λ y la parte vertical izquierda es ϵ_1 y la derecha ϵ_2 .

Si bien el modelo de osciladores de Lorentz es muy ilustrativo, en este trabajo se usan $\epsilon(\omega)$ o $m(\omega)$ de reportes de estudios de laboratorio. En general los materiales propuestos para constituir el polvo de los discos presentan varias resonancias. El modelo de Lorentz resulta útil para extrapolar la permitividad a frecuencias mayores o menores que las frecuencias de resonancias.

En la figura (2.3) se muestra un ejemplo de resonancia. Allí se grafica la parte real e imaginaria de la permitividad eléctrica versus la longitud de onda, que se relaciona con la frecuencia como $\lambda = 2\pi c/\omega$ donde c es la velocidad de la luz. Se toman datos de un material dieléctrico amorfo, compuesto de $MgSiO_3$ (Dorschner et al. 1995) que pertenece a la familia de las piroxenas. La parte imaginaria es menor que la real, excepto entre $\lambda = 8.6$ y $\lambda = 10.6 \mu m$. La resonancia ocurre donde está el máximo de la parte imaginaria de ϵ . Sin embargo, veremos en (§ 2.3) que la posición del pico asociado a la resonancia no es la posición del pico de la banda o línea espectral.

2.2. Teoría del Medio Efectivo

Los granos pueden ser de diversos materiales y porosos como se mencionó al principio de este capítulo, y deben ser tratados como un medio inhomogeneo.

La teoría del medio efectivo (EMT, por sus siglas en inglés) permite obtener una función dieléctrica promedio. Las más usadas son la derivada por Maxwell-Garnett y la derivada por Bruggeman (ver por ejemplo Borhen & Huffman 1983). La EMT de Maxwell-Garnett supone que el grano consta de dos partes: una matriz e inclusiones incrustadas en ella. En este caso, la función dieléctrica de un grano compuesto de dos materiales, se puede escribir de esta manera

$$\epsilon_{av} = \epsilon_m + \epsilon_m \frac{3f \left(\frac{\epsilon - \epsilon_m}{\epsilon + 2\epsilon_m} \right)}{1 - f \left(\frac{\epsilon - \epsilon_m}{\epsilon + 2\epsilon_m} \right)}, \quad (2.32)$$

donde ϵ_{av} , ϵ_m y ϵ son las funciones dieléctricas promedio (av por su nombre en inglés, average), de la matriz y de las inclusiones respectivamente, y f es la fracción del volumen del grano ocupado por las inclusiones. Esta función dieléctrica no es invariable si se intercambian los materiales que constituyen la matriz y las inclusiones.

La función dieléctrica promedio para n materiales (uno de los cuales puede ser el vacío) es

$$\epsilon_{av} = \frac{f_m \epsilon_m + \sum_i^n f_i \beta \epsilon_i}{f_m + \sum_i^n f_i \beta}, \quad (2.33)$$

donde $f_m + \sum_i^n f_i = 1$ y $\beta = \frac{3\epsilon_m}{\sum_i^n \epsilon_i + 2\epsilon_m}$ si los granos son esféricos.

Por otro lado, la EMT de Bruggeman supone que todos los materiales tienen la misma “categoría” y se pueden intercambiar dando el mismo resultado. La ecuación de Bruggeman para la función dieléctrica promedio de un grano compuesto de dos materiales es la siguiente

$$f \frac{\epsilon_1 - \epsilon_{av}}{\epsilon_1 + 2\epsilon_{av}} + (1 - f) \frac{\epsilon_2 - \epsilon_{av}}{\epsilon_2 + 2\epsilon_{av}} = 0, \quad (2.34)$$

que se puede resolver explícitamente así

$$\begin{aligned} \epsilon_{av} = 0.25[(-1)(\epsilon_1 - 3\epsilon_1 f - 2\epsilon_2 + 3\epsilon_2 f) \\ \pm \sqrt{(\epsilon_1 - 3\epsilon_1 f - 2\epsilon_2 + 3\epsilon_2 f)^2 + 8\epsilon_2 \epsilon_1}], \end{aligned} \quad (2.35)$$

donde ϵ_1 y ϵ_2 son las funciones dieléctricas para el material 1 y para el material 2 respectivamente. Generalizar la ecuación (2.34) lleva a construir un polinomio complejo de grado n .

En principio, si hay un material mas abundante que el otro, se debe usar la EMT de Maxwell-Garnett, mientras que si todos los materiales tienen abundancias similares, se debe usar la EMT de Bruggeman. Por simplicidad, en este trabajo usaremos la EMT de Maxwell-Garnett cuando consideremos más de dos materiales, debido a que la generalización a n materiales es más simple.

2.3. Teoría de Mie para granos esféricos

Con las funciones dieléctricas o índices de refracción podemos calcular qué tan eficientemente un conjunto de granos absorbe y dispersa la radiación de diferentes longitudes de onda. Para esto es muy útil la teoría de Mie, basada en la Electrodinámica Clásica. En esta teoría se considera la interacción de una esfera con la radiación electromagnética, la cual se describe como una onda plana.

La eficiencia de dispersión, Q^{sca} y la de extinción, Q^{ext} , se definen como el cociente entre la sección recta de dispersión o extinción, respectivamente y la sección recta geométrica del grano πa^2 , donde a es el radio del grano. La teoría de Mie permite escribir estas cantidades como (ver por ejemplo Krügel 2003)

$$Q^{ext} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \cdot Re\{a_n + b_n\}, \quad (2.36)$$

$$Q^{sca} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \cdot [|a_n|^2 + |b_n|^2], \quad (2.37)$$

$$g = \frac{4}{x^2 Q^{sca}} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{n(n+2)}{n+1} Re\{a_n^* a_{n+1} + b_n^* b_{n+1}\} + \frac{2n+1}{n(n+1)} Re\{a_n^* b_n\} \right], \quad (2.38)$$

donde $x = \frac{2\pi a}{\lambda}$ es el parámetro de tamaño, $2\pi a$ es el perímetro del grano y g es el factor de asimetría que describe el promedio del coseno del ángulo entre la dirección en que se propaga la luz dispersada y la dirección de incidencia. Los coeficientes a_n y b_n , dependen del índice de refracción. Por ejemplo considerando el límite de Rayleigh, que es el caso en que el tamaño del grano es mucho menor que la longitud de onda, es decir $x \ll 1$, al expandir los

primeros coeficientes a_1 y b_1 se tiene:

$$a_1 = -i \frac{2x^3}{3} \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} - i \frac{2x^5}{5} \frac{(m^2 - 2)(m^2 - 1)}{(m^2 + 2)^2} + \frac{4x^6}{9} \frac{(m^2 - 1)^2}{(m^2 + 2)^2} + O(x^7),$$

$$b_1 = -i \frac{x^5}{45} (m^2 - 1) + O(x^7).$$

Considerando sólo el término con x^3 que aparece en a_1 , se pueden reescribir las eficiencias de esta forma

$$Q^{ext} \simeq \frac{6}{x^2} Re\{a_1\} \simeq 4x Im\left\{\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right\} = 4x Im\left\{\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\right\}, \quad (2.39)$$

$$Q^{sca} \simeq \frac{6}{x^2} Re|a_1|^2 \simeq \frac{8}{3} x^4 \left\{\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right\}^2 = \frac{8}{3} x^4 \left\{\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\right\}^2. \quad (2.40)$$

Aquí se puede ver que el máximo de Q^{ext} o de Q^{sca} no corresponde al máximo de la parte imaginaria de ϵ , sino donde $\epsilon + 2 \simeq 0$ (Krügel 2003).

2.4. Coeficientes de absorción, dispersión y extinción

Como ya mencionamos el polvo tiene la propiedad de absorber y dispersar la radiación. El coeficiente de absorción por unidad de masa de polvo se define como el cociente de la sección recta entre la masa del material y se puede escribir de esta forma

$$\kappa_\lambda = \frac{c^{abs}}{m_d}, \quad (2.41)$$

donde c^{abs} es la sección recta de la absorción y m_d es la masa del grano. Sustituyendo ambas cantidades se tiene

$$\kappa_\lambda(a) = \frac{3Q^{abs}}{4a\rho_d f}. \quad (2.42)$$

Este es un coeficiente de absorción en unidades de cm^2 por gramo de polvo. Sin embargo también es comun expresarlo en cm^2 por gramo de gas

$$\kappa_\lambda(a) = \frac{3}{4a} \frac{Q^{abs}(a, \lambda)}{\rho_d f} \xi, \quad (2.43)$$

donde Q^{abs} es la eficiencia de absorción que se puede calcular usando la teoría de Mie, con índices de refracción promedio dados por la EMT, $\xi = \sum_i^n \xi_i$ es la abundancia o fracción en masa de polvo a gas para n ingredientes (excluyendo el vacío), f es el factor de llenado del material sólido, es decir $f = 1 - f_v$, donde f_v es la fracción del volumen del grano que se encuentra vacío y finalmente, la densidad promedio del material sólido del grano es $\rho_d = \sum_i^n \rho_i f_i$. Es útil considerar la relación entre ξ_i y f_i porque algunas veces se necesita especificar uno y otras veces el otro. Por ejemplo, el factor de llenado de un elemento i a partir de las fracciones en masa de polvo a gas y densidades de todos los ingredientes del grano es

$$f_i = \left(1 + \frac{\rho_i}{\xi_i} \sum_{i \neq j}^n \frac{\xi_j}{\rho_j} \right)^{-1}, \quad (2.44)$$

donde $j > i$. Por otro lado la dependencia del factor de llenado del elemento i con el elemento j , se puede calcular a partir de f_i , usando

$$f_i = \frac{f_j \rho_j \xi_i}{\rho_i \xi_j}, \quad (2.45)$$

o si se quiere conocer la relación de la abundancia total con la abundancia de un ingrediente en particular, se puede calcular de esta forma

$$\xi_i = \frac{\xi f_i \rho_i}{\rho_d}. \quad (2.46)$$

De manera equivalente a la ecuación (2.43), el coeficiente de dispersión por unidad de masa de gas se puede definir como

$$\sigma_\lambda(a) = \frac{3}{4a} \frac{Q^{sca}(a, \lambda)}{\rho_d f} \xi. \quad (2.47)$$

La opacidad o extinción es el efecto de absorber y dispersar la radiación, ya que ambos procesos eliminan fotones de la visual, y el coeficiente correspondiente se define de la siguiente manera

$$\chi_\lambda = \kappa_\lambda + \sigma_\lambda. \quad (2.48)$$

2.5. Distribución de tamaños

Los coeficientes de extinción y de absorción en un amplio intervalo de longitudes de onda presentan rasgos distintos, dependiendo del tamaño del grano. Para conocer el efecto que tiene un conjunto de granos de varios tamaños en extinguir y absorber la radiación, se debe introducir la distribución de tamaños. Se han propuesto varias funciones, aunque la más usada es una ley de potencias de la forma

$$n(a)da = n_0 \left(\frac{a}{a_0} \right)^{-p} da, \quad (2.49)$$

donde $n(a)da$ es la densidad numérica de granos con radios entre a y $a + da$, a_0 es una constante, p es la potencia y n_0 es un coeficiente que depende de la abundancia de los granos considerados. Mas adelante se mostrará el efecto de considerar distintas potencias. En particular, $p = 3.5$ corresponde a la distribución conocida como MNR (Mathis, Rumpl y Nordsieck 1977) que es

muy usada para describir la opacidad de polvo difuso del MI.

Al multiplicar la masa del grano por la ecuación (2.49) e integrar sobre todos los radios de granos, se tiene

$$\rho_t = \int \frac{4}{3}\pi a^3 \rho_d n_0 \left(\frac{a}{a_0}\right)^{-p} da, \quad (2.50)$$

donde ρ_t es la densidad total en masa de granos. Al resolver la integral se tiene

$$\rho_t = \frac{4\pi}{3} \frac{\rho_d}{(-p+4)} \frac{n_0}{a_0^{-p}} (a_{max}^{-p+4} - a_{min}^{-p+4}), \quad (2.51)$$

para $p \neq 4$ y si $p=4$

$$\rho_t = \frac{4\pi\rho_d}{3} \frac{n_0}{a_0^{-p}} \frac{1}{\ln\left(\frac{a_{max}}{a_{min}}\right)} \quad (2.52)$$

donde a_{min} y a_{max} son el tamaño mínimo y máximo de los granos. Multiplicamos las ecuaciones (2.51) y (2.52) por $1/\rho_g$, donde ρ_g es la densidad del gas, e introducimos la fracción en masa de polvo a gas, $\xi = \rho_t/\rho_g$. Por otro lado, $\delta = n_0 a_0^{-p}/\rho_g$ es una constante, que podemos escribir como

$$\delta = \frac{3}{4\pi} \frac{\xi}{\rho_d} \frac{(-p+4)}{(a_{max}^{-p+4} - a_{min}^{-p+4})}, \quad (2.53)$$

para $p \neq 4$ y para $p = 4$, es

$$\delta = \frac{3}{4\pi} \frac{\xi}{\rho_d} \frac{1}{\ln\left(\frac{a_{max}}{a_{min}}\right)}. \quad (2.54)$$

Finalmente, podemos escribir la siguiente ecuación

$$\log\left(\frac{n(a)}{\rho_g}\right) = \log(\delta) - p \log(a). \quad (2.55)$$

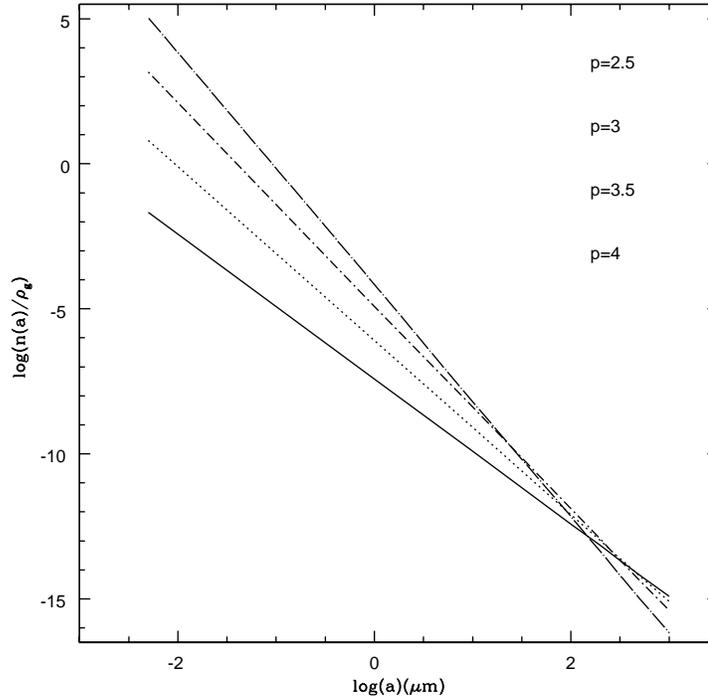


Figura 2.4: El logaritmo del cociente de la densidad numérica de granos por cm^3 (al multiplicar por da es la densidad numérica) entre la densidad del gas, como función del logaritmo del tamaño del grano, para $p=2.5$ (línea continua), $p=3$ (línea punteada), $p=3.5$ (línea de punto y raya corta) y $p=4$ (línea de punto y raya larga) .

La figura (2.4) ilustra la distribución de tamaños para $p=2.5, 3, 3.5$ y 4 . Los tamaños de los granos que se consideran van desde $a_{min} = 0.005 \mu m$ hasta $a_{max}=1 mm$, se supone una fracción en masa de polvo a gas $\xi=0.004$ y densidad intrínseca del grano correspondiente al silicato amorfo $MgSiO_3$, es decir $\rho_d=2.71 gr cm^{-3}$. Podemos ver que la cantidad de granos más grandes es mayor para $p = 2.5$ y disminuye conforme p aumenta. Por otro lado, si a_{max} cambia, para una fracción en masa de polvo a gas, una p y un tamaño mínimo dados, el número de granos grandes aumenta, a expensas de los granos pequeños.

Para tener una idea del tamaño característico de los granos dada una

distribución de tamaños, se pueden calcular diferentes promedios del radio, como por ejemplo

$$\langle a \rangle = \frac{\int an(a)da}{\int n(a)da},$$

o calculando el promedio del área geométrica de los granos

$$\langle a^2 \rangle = \frac{\int a^2n(a)da}{\int n(a)da},$$

y sacando su raíz cuadrada, o calculando el volumen promedio

$$\langle a^3 \rangle = \frac{\int a^3n(a)da}{\int n(a)da},$$

y sacando $\langle a^3 \rangle^{1/3}$. Estos distintos promedios son relevantes en distintas situaciones. En Miyake & Nakagawa (1993) calculan la opacidad con una distribución de tamaños para una cantidad de granos contenidos en un elemento de volumen. En las tablas (1) y (2) se ilustran ejemplos de los promedios para 2 valores de a_{max} y diferentes p .

Tabla 1				
$a_{min} = 0.005 \mu m$ y $a_{max} = 1 \mu m$				
$\bar{a}(\mu m)$	p=2.5	p=3	p=3.5	p=4
$\langle a \rangle$	0.013	0.009	0.008	0.007
$\langle a^2 \rangle^{1/2}$	0.033	0.016	0.010	0.008
$\langle a^3 \rangle^{1/3}$	0.070	0.036	0.020	0.012

Conforme p aumenta, el tamaño característico es más pequeño.

Tabla 2				
$a_{min} = 0.005 \mu m$ y $a_{max} = 1 mm$				
$\bar{a}(\mu m)$	p=2.5	p=3	p=3.5	p=4
$\langle a \rangle$	0.014	0.009	0.008	0.007
$\langle a^2 \rangle^{1/2}$	0.182	0.034	0.011	0.008
$\langle a^3 \rangle^{1/3}$	2.236	0.368	0.065	0.016

Finalmente los coeficientes de extinción y de absorción promedios con una distribución de tamaños dada se pueden escribir de esta manera (Miyake & Nakagawa 1993)

$$\chi_\lambda = \frac{\int n(a)a^3\chi_\lambda(a)da}{\int n(a)a^3da}, \quad (2.56)$$

$$\kappa_\lambda = \frac{\int n(a)a^3\kappa_\lambda(a)da}{\int n(a)a^3da}. \quad (2.57)$$

2.6. Discusión y conclusiones

Para determinar la opacidad de cierto material es necesario conocer su índice de refracción o permitividad eléctrica. Sin embargo, como los granos pueden estar compuestos de diferentes materiales, cada uno con una función dieléctrica distinta, es recomendable usar la Teoría del Medio Efectivo, que permite calcular la permitividad eléctrica de granos incrustados de materiales de diferentes composiciones químicas.

Cuando los granos se exponen a radiación de ciertas longitudes de onda, muestran máximos en la opacidad o en el coeficiente de absorción. La razón de esto es la existencia de alguna resonancia que presenta alguno de los materiales del cual están compuestos los granos, aunque la posición del pico de la resonancia no necesariamente coincide con la posición del pico de opacidad. En el caso de la aproximación de Rayleigh, se ve claro que la máxima opacidad ocurre cuando m^2+2 o $\epsilon + 2$ tienden a 0. En el siguiente capítulo se presentarán resultados de opacidades y de coeficientes de absorción.

En la distribución de tamaños, se pueden variar las abundancias relativas de granos grandes y pequeños variando p , a_{min} y a_{max} . Por lo tanto, se pueden estudiar situaciones en las que el polvo ha crecido respecto al polvo del MI.

Capítulo 3

OPACIDADES

Como la opacidad debida al polvo, es responsable en gran medida de la estructura física del disco y de su distribución espectral de energía, es importante estudiarla en detalle. En este capítulo se presentan la opacidad y el coeficiente de absorción, para diferentes tamaños, composiciones químicas y grado de porosidad de los granos.

En (§3.1) presentamos y discutimos la dependencia en longitudes de onda de las opacidades y coeficientes de absorción de granos compuestos de un solo material; en (§3.2) consideraremos granos con diferentes distribuciones de tamaños; en (§3.3), granos incrustados de varios materiales y finalmente en (§3.4) discutimos algunos resultados.

3.1. Granos compuestos de un sólo material

En la figura (3.1) se ilustran los coeficientes de extinción y de absorción en un amplio intervalo de longitudes de onda. Este es un ejemplo particular en el que se supone que el grano está formado de “silicatos astronómicos” de tipo olivina amorfo (Weingartner & Draine 1999), con $\xi_{sil} = 0.0034$ (Pollack et. 1994) donde el subíndice sil es por silicatos y $\rho_d = 3.3 \text{ gr cm}^{-3}$ (Draine & Lee 1984), para ocho tamaños de granos individuales. En los paneles (a) y (c) se considera que cada grano es compacto y en los paneles (b) y (d) se

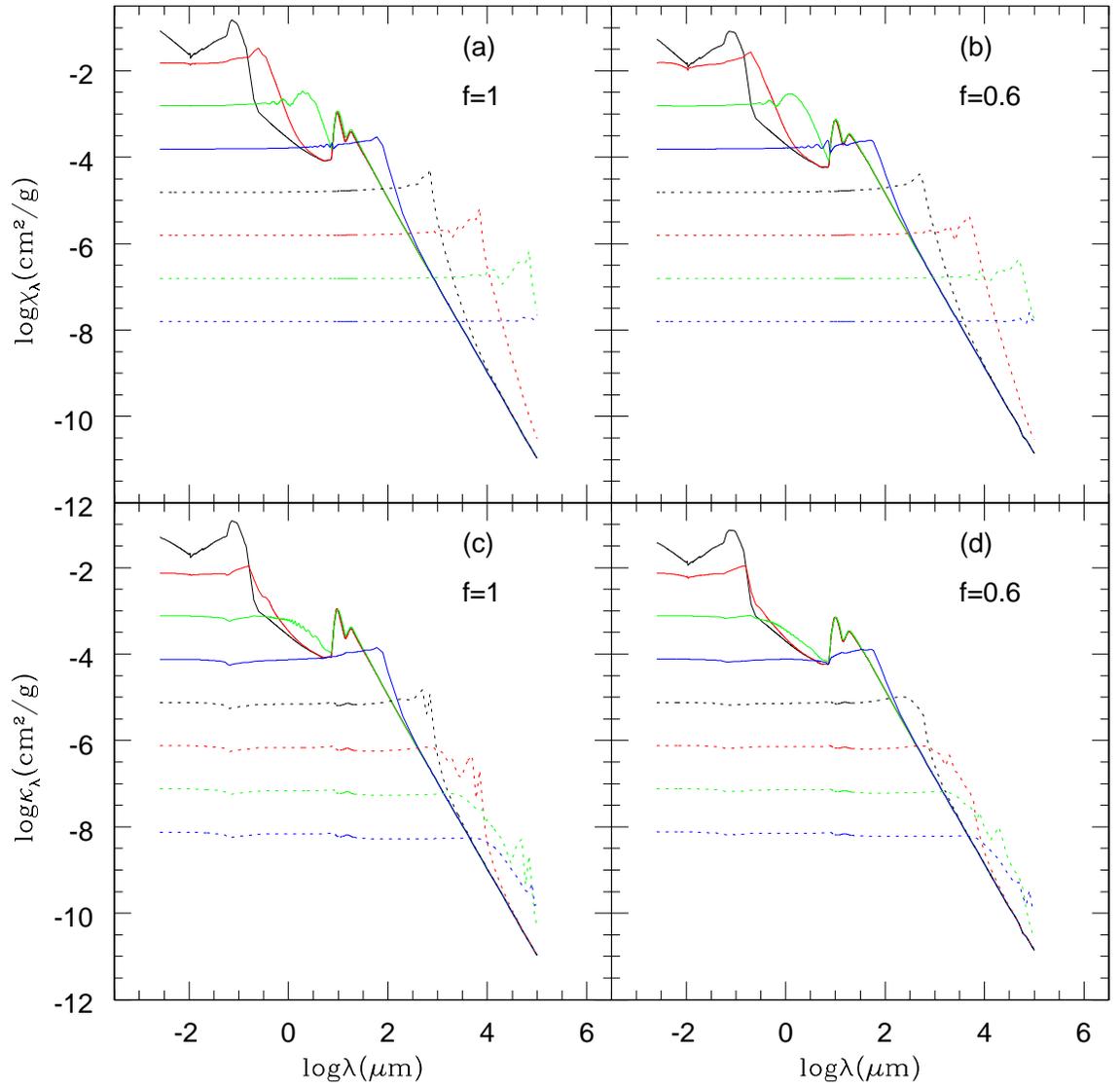


Figura 3.1: Paneles de arriba, logaritmo de la opacidad vs longitud de onda. Paneles de abajo logaritmo del coeficiente de absorción vs longitud de onda. Las líneas continuas corresponden a: $a = 0.01 \mu\text{m}$ (negra), $0.1 \mu\text{m}$ (roja), $1 \mu\text{m}$ (verde), $10 \mu\text{m}$ (azul) y las líneas punteadas a: $a = 100 \mu\text{m}$ (negra), 1mm (roja), 1cm (verde), 10cm (azul). Los granos están compuestos de “silicatos astronómicos” (Draine & Lee 1984). En los paneles de la izquierda se muestra los coeficientes para granos compactos, mientras que en los paneles derechos los granos son porosos con $f=0.6$ (o $f_v=0.4$).

considera que cada grano es poroso con 60 % lleno de silicatos (o $f_v = 0.4$). En este caso se usa la EMT de Maxwell-Garnett.

En esta figura se ve que los granos que más extinguen y absorben la radiación son los compactos, excepto cuando $\lambda \gg 2\pi a$. Por ejemplo en el ultravioleta (de aquí en adelante UV), los granos más pequeños presentan picos a causa de resonancias, cuya longitud de onda exacta depende del radio del grano y su grado de porosidad. El coeficiente de extinción es mayor que el de absorción, esto se debe a que al coeficiente de extinción contribuye la dispersión. A medida que el grano crece, desaparecen los picos en el UV.

En el mediano infrarrojo (de aquí en adelante MIR), se presentan dos picos para los tres tamaños de granos más pequeños ($a \lesssim 1 \mu m$); uno alrededor de $10 \mu m$ y el otro alrededor de $18 \mu m$. Para los granos con radio $a = 0.01 \mu m$ y $a = 0.1 \mu m$ el coeficiente de extinción es similar al de absorción, debido a que la dispersión es despreciable. Estos granos se encuentran en el régimen de Rayleigh ($x \ll 1$). Esto se puede ver de las ecuaciones (2.39-2.40), que se pueden expresar de esta manera

$$Q^{ext} \propto x, \quad (3.1)$$

$$Q^{sca} \propto x^4, \quad (3.2)$$

entre más pequeño es el tamaño del grano en comparación con la longitud de onda, la eficiencia de dispersión es cada vez más despreciable, entonces $Q^{ext} \approx Q^{abs}$.

En general, se puede ver que solo los granos de $a \lesssim \frac{\lambda}{2\pi}$ presentan los picos en λ y que los granos más grandes tienen una opacidad gris, es decir independiente de λ .

Los granos compactos presentan bandas más sobresalientes, y también presentan picos cuando $a \approx \frac{\lambda}{2\pi}$. En general estos picos llamados “ripples” (Bohren & Huffman 1983), no se observan y se consideran un efecto artificial

producido por sobresimplificar la geometría de los granos. El incluir cierto grado de porosidad los suaviza un poco. En la sección 3.2 se discutirá más el efecto de la porosidad.

En la figura (3.2) se muestran coeficientes de absorción para otras composiciones químicas, para ocho tamaños de grano. Para los granos de silicatos se toma, $\rho_d=3.3 \text{ gr cm}^{-3}$ y $\xi_{sil} = 0.004$. También para granos compuestos de hielo se supone la misma fracción en masa de polvo a gas y una densidad de $\rho_d = 0.92 \text{ gr cm}^{-3}$ (Miyake & Nakagawa 1993). En el caso de granos compuestos de carbono amorfo, se considera $\xi_c = 0.0030$ y $\rho_d = 2.3 \text{ gr cm}^{-3}$ (Miyake & Nakagawa 1993). Las fracciones de masa adoptadas aquí son arbitrarias, y tienen el propósito de permitir comparar unas opacidades con otras. Si quisieramos cambiar la abundancia de algún ingrediente basta multiplicar la opacidad por la abundancia nueva y dividirla por la abundancia vieja (ver ecuaciones 2.43 y 2.47, junto con 2.53 y 2.54), puesto que la opacidad depende linealmente con la abundancia.

Todos los índices de refracción se reportan en intervalos reducidos de longitudes de onda, como se muestra en la tabla 3. Para extrapolar los índices de refracción fuera de estos intervalos dados por λ_{min} y λ_{max} , suponemos que n y k son constantes a $\lambda < \lambda_{min}$ y que n es constante, y $k \propto 1/\lambda$ para $\lambda > \lambda_{max}$. Esta aproximación se puede ilustrar de la permitividad eléctrica para un material dieléctrico del modelo de Lorentz. Cuando la frecuencia de radiación es mucho menor (o $\lambda > \lambda_{max}$) que la de resonancia ($\omega \ll \omega_0$), la ecuación (2.30) se puede escribir de la siguiente manera

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} + i \frac{\omega_p^2 \gamma \omega}{\omega_0^4}, \quad (3.3)$$

donde la parte real es constante y la imaginaria va como $\epsilon_2 \propto \omega \propto 1/\lambda$, correspondientemente n tiende a un valor constante y $k \propto \frac{1}{\lambda}$ (Krügel 2003). Diferentes extrapolaciones podrían considerarse, y tendran un papel importante especialmente en el calentamiento del polvo. Pero este caso lo dejaremos para hacer en un trabajo a futuro. Así en el UV, los granos de radio $a = 0.01 \mu m$ de “silicatos astronómicos” y hielo de agua muestran picos, porque las tablas de índices de refracción se extienden hasta longitudes de onda muy

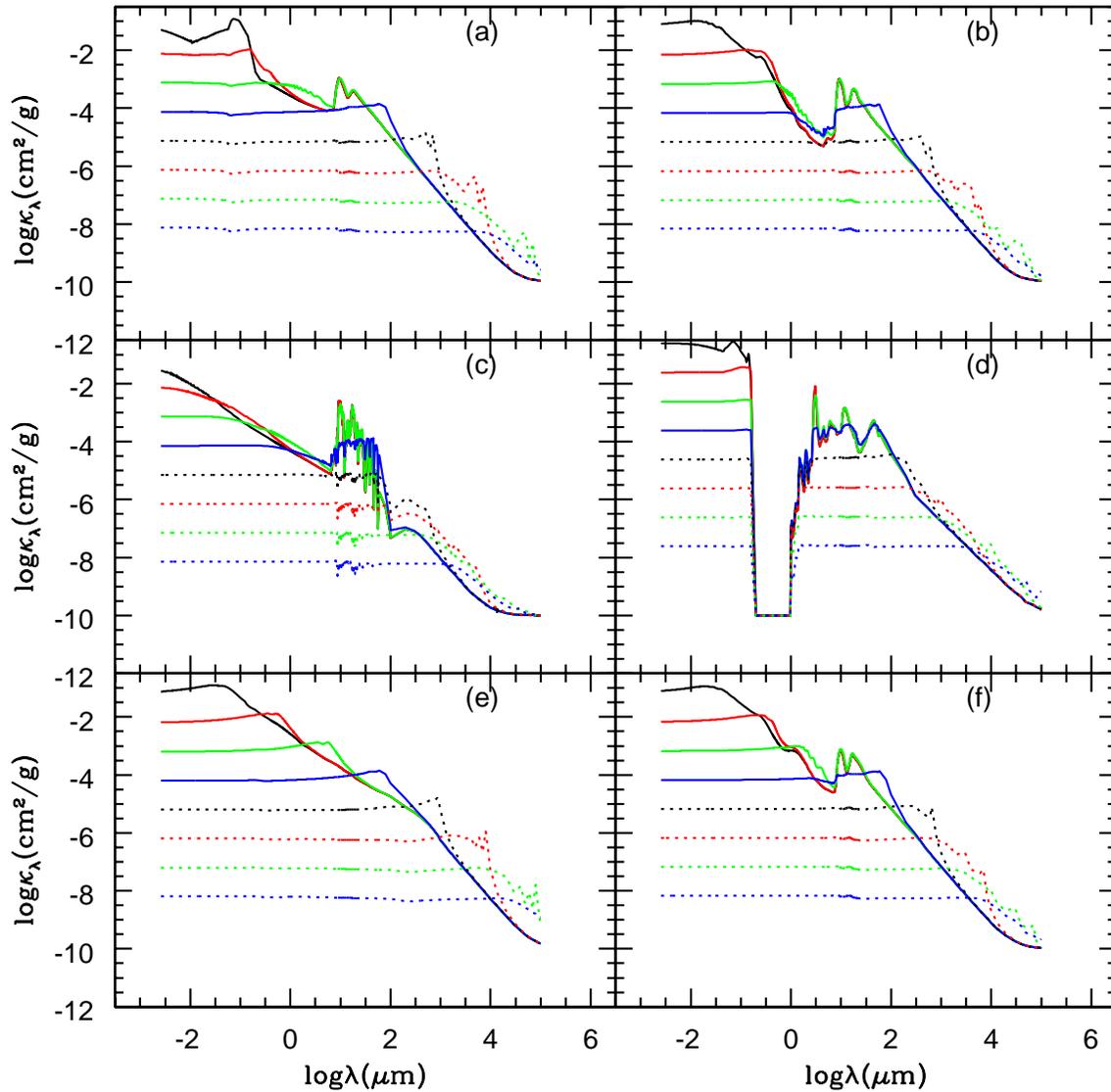


Figura 3.2: Gráfica de logaritmo del coeficiente de absorción vs longitud de onda. Las líneas continuas corresponden a: $a = 0.01 \mu\text{m}$ (negra), $a = 0.1 \mu\text{m}$ (roja), $a = 1 \mu\text{m}$ (verde), $a = 10 \mu\text{m}$ (azul) y las líneas punteadas a: $a = 100 \mu\text{m}$ (negra), $a = 1 \text{mm}$ (roja), $a = 1 \text{cm}$ (verde) y $a = 10 \text{cm}$ (azul). En el panel (a) los granos están formados de “silicatos astronómicos”, en el (b) de piroxenas amorfas de composición química $Mg_{0.5}Fe_{0.5}SiO_3$, el (c) de silicatos cristalino, de nombre bronzita (Mg, Fe) $_2SiO_3$, el (d) es hielo de H_2O , (e) carbono amorfo y en el (f) de olivinas amorfas de composición química $Mg_{0.8}Fe_{1.2}SiO_4$. Se considera que los granos son compactos, es decir $f_v=0$

pequeñas, pero los formados de piroxenas y olivinas amorfas no presentan picos, debido a nuestra forma de extrapolar. En particular mostramos sólo el índice de refracción de la bronzita a $T=300$ K, porque casi no hay diferencias al variar la temperatura (Henning & Mutschke 1997). Por supuesto hay más amplia variedad de silicatos cristalinos, cada uno con sus propias bandas que lo identifican. Aquí sólo mostramos bronzita con propositos ilustrativos.

En el MIR se presentan las bandas de 10 y 18 μm para los granos que están formados de silicatos amorfos [páneles (a), (b) y (f)] y tienen tamaños $a = 0.01 \mu m$, $0.1 \mu m$ y $1 \mu m$. También para estos tamaños, las curvas son casi idénticas a partir de $\lambda \approx 20 \mu m$, donde los granos ya están en el límite de Rayleigh. Los que presentan varios picos son los granos cristalinos, que en este caso se ejemplifican por la bronzita y por el hielo de agua. En particular el hielo dispersa radiación en el óptico y casi no absorbe, lo cual explica la forma peculiar del coeficiente de absorción mostrado en el panel (d). La opacidad del carbono amorfo no presenta picos, es decir este material carece de resonancias. En las tablas (4) y (5) se presenta las longitudes de onda de los picos de los granos compuestos de silicatos, variando el grado de porosidad. Conforme la porosidad aumenta, el máximo se presenta a longitudes de onda mas largas, lo cual refleja que las permitividades del material homogéneo y el combinado con vacío tienen resonancias a diferentes longitudes de onda.

[htb]

Tabla 3			
Índices de refracción			
piroxenas (amorfo)	rango de λ (μm)	ρ_d (grcm^{-3})	referencia
$MgSiO_3$	0.2-500	2.71	a
$Mg_{0.95}Fe_{0.05}SiO_3$	0.2-500	2.74	a
$Mg_{0.8}Fe_{0.2}SiO_3$	0.2-500	-	a
$Mg_{0.7}Fe_{0.3}SiO_3$	0.2-500	3.01	a
$Mg_{0.6}Fe_{0.4}SiO_3$	0.2-500	-	a
$Mg_{0.5}Fe_{0.5}SiO_3$	0.2-500	3.2	a
$Mg_{0.4}Fe_{0.6}SiO_3$	0.2-500	-	a
olivinas (amorfo)	rango de λ (μm)	ρ_d (grcm^{-3})	referencia
$MgFeSiO_4$	0.2-500	3.71	a
$Mg_{0.8}Fe_{1.2}SiO_4$	0.2-500	-	a
“silicatos astronómicos”	0.009-1000	3.3	b
silicatos (cristalinos)	rango de λ (μm)	ρ_d (grcm^{-3})	referencia
bronzita T=10 K	6.6-480	-	c
bronzita T=100 K	6.6-480	-	c
bronzita T=200 K	6.6-480	-	c
bronzita T=300 K	6.6-480	-	c
forsterita	2-200	-	d
carbono	rango de λ (μm)	ρ_d (grcm^{-3})	referencia
amorfo	0.12-1500	-	e
cristalino	0.001-1000	2.3	f
hielo	rango de λ (μm)	ρ_d (grcm^{-3})	referencia
H_2O	0.04-8.610 ⁶	0.92	g
a: Dorschner et al. 1995 b: Weingartner & Draine 1999 c: Henning & Mutschke 1997 d: Fabian et al. 2001 e: Mathis & Whiffen 1989 f: Draine & Lee 1984 g: Warren 1984			

Tabla 4					
Posición del pico de la banda de 10 μm y $a=0.1 \mu m$					
ingrediente	f=1	f=0.8	f=0.6	f=0.4	f=0.2
$MgSiO_3$	9.39	9.40	9.60	9.80	10.00
$Mg_{0.95}Fe_{0.05}SiO_3$	9.40	9.53	9.60	9.80	10.00
$MgFeSiO_4$	9.80	9.99	10.00	10.20	10.60
$Mg_{0.8}Fe_{1.2}SiO_4$	9.80	10.00	10.06	10.40	10.60

Tabla 5					
Posición del pico de la banda de 18 μm y $a=0.1 \mu m$					
ingrediente	f=1	f=0.8	f=0.6	f=0.4	f=0.2
$MgSiO_3$	17.71	18.00	18.50	19.00	19.50
$Mg_{0.95}Fe_{0.05}SiO_3$	17.92	18.00	18.50	19.00	19.50
$MgFeSiO_4$	17.00	17.01	17.50	18.00	21.00
$Mg_{0.8}Fe_{1.2}SiO_4$	17.00	17.50	18.00	18.50	19.50

3.2. Granos porosos compuestos de un sólo material con distribución de tamaños de ley de potencia

En esta sección estudiaremos los coeficientes de extinción y de absorción de granos porosos, con una distribución de tamaños.

La figura (3.3) ilustra la diferencia en los coeficientes de extinción y absorción al considerar granos compactos ($f = 1$) y porosos ($f = 0.4$). Se usa la EMT de Maxwell-Garnett. Se toma como ejemplo granos de piroxenas amorfas compuestos de $MgSiO_3$ y se supone una fracción en masa de polvo a gas $\xi = 0.004$, con una distribución de tamaños caracterizada por $p = 3.5$, donde el tamaño mínimo es $a_{min} = 0.005 \mu m$ (Draine & Lee 1984) y se consideran 12 tamaños máximos.

Los granos porosos extinguen y absorben más en el UV y en el MIR que los compactos. Esto parece contradecir el resultado presentado en la figura (3.1), ya que en el caso de un grano individual mostramos que cuando

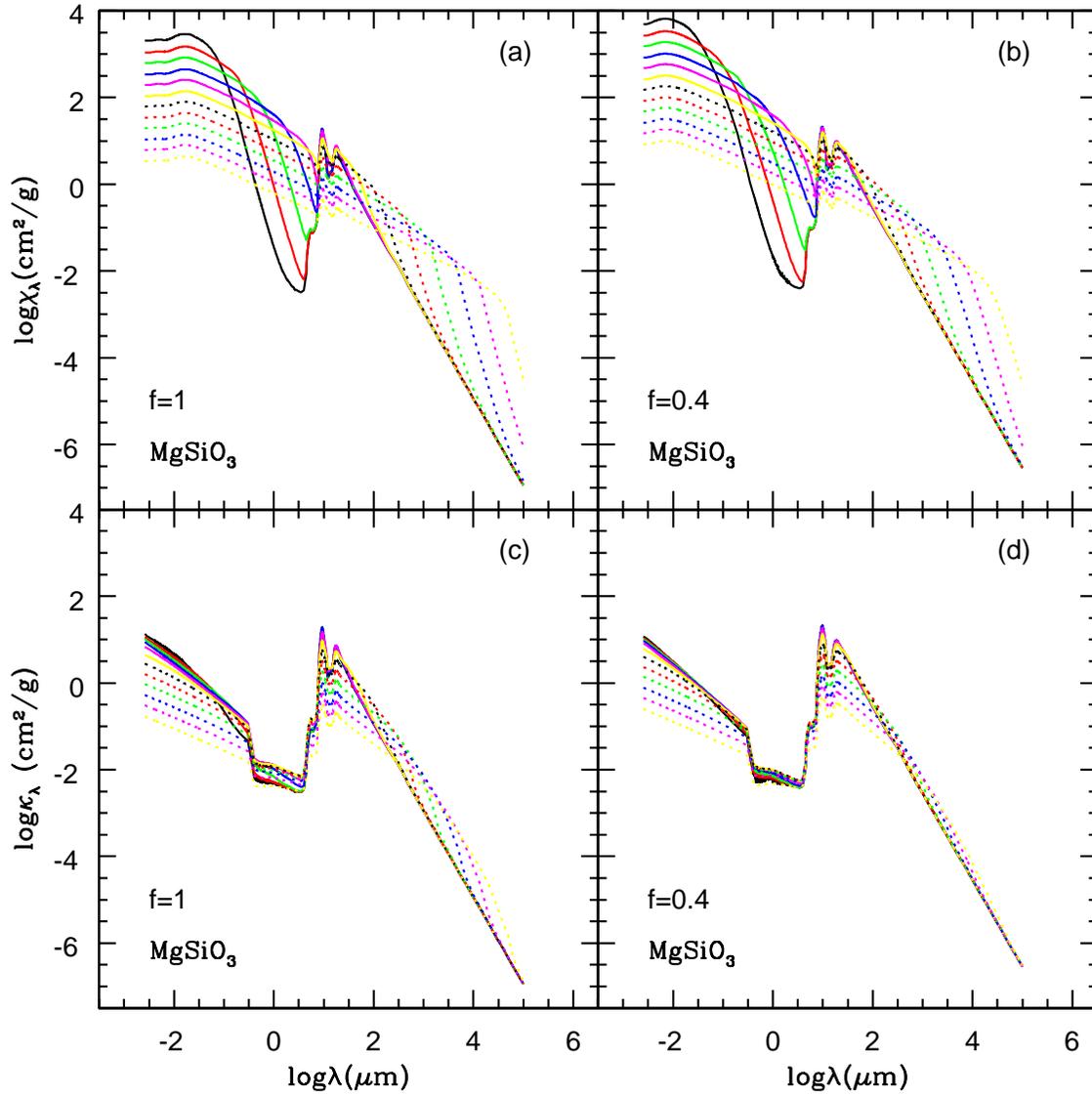


Figura 3.3: Coeficientes de extinción y absorción para una distribución de tamaños de granos de piroxenas amorfas, con $p=3.5$, $a_{min} = 0.005 \mu\text{m}$ y $a_{max} = 0.03, 0.1, 0.3, 1, 3$ y $10 \mu\text{m}$, (línea continua, negra, roja, verde, azul, magenta y amarilla) $a_{max} = 30, 100, 300, 1000, 3000$ y $10000 \mu\text{m}$, (línea punteada, negra, roja, verde, azul, magenta y amarilla). El panel (a) y (c) son granos compactos, y el panel (b) y (d) son porosos con $f=0.4$

el grano es compacto extingue más que cuando es poroso si tiene el mismo tamaño. En este caso, como la masa de un grano poroso es menor a la de un grano compacto y tenemos una fracción en masa de polvo a gas dada, se necesitan más granos porosos que compactos, y el efecto resultante es que un conjunto de granos porosos absorben y extinguen más que un conjunto de granos compactos. Conforme se consideran granos de tamaños más grandes, la extinción y absorción de los picos disminuye, porque los granos grandes tienden a aplanar la opacidad, es decir a volverla “gris” (o independiente de λ) como se puede ver en la figura (3.1). Para $a_{max} \leq 3 \mu m$, los coeficientes de extinción y de absorción disminuyen como $1/\lambda$ a partir de $\lambda \approx 20 \mu m$.

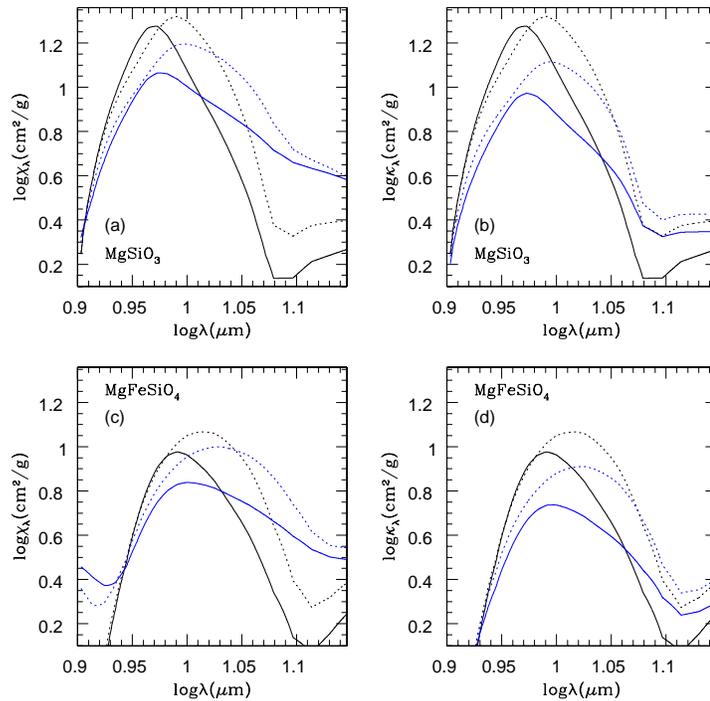


Figura 3.4: Paneles (a) y (c) muestran el logaritmo de la opacidad vs longitud de onda y (b) y (d), el logaritmo del coeficiente de absorción vs longitud de onda. Los paneles superiores corresponden a granos de $MgSiO_3$ y los inferiores a $MgFeSiO_4$. La línea continua corresponde a $f=1$ y la punteada a $f=0.4$. El color negro corresponde a $a_{max} = 0.1 \mu m$ y el azul $a_{max} = 10 \mu m$. El intervalo es $\lambda = 8 - 14 \mu m$

Las bandas del MIR ocurren a 9.3 y $17 \mu m$, respectivamente para los

granos compactos, mientras que para los granos porosos los picos están a 9.8 y 19 μm . Así que los granos porosos tienen su máximo a longitudes de onda más largas que los compactos. Como se observa en las tablas (4) y (5).

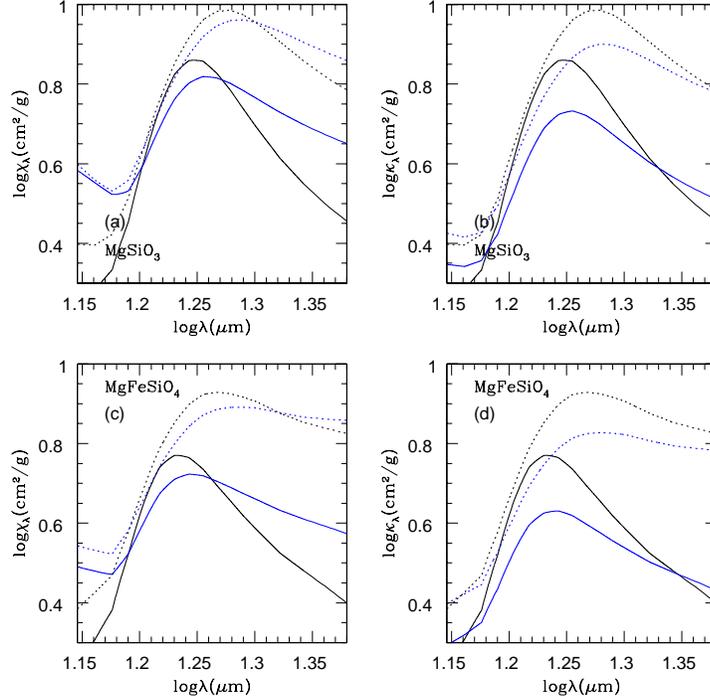


Figura 3.5: . Paneles (a) y (c) muestran el logaritmo de la opacidad vs longitud de onda y (b) y (d), el logaritmo del coeficiente de absorción vs longitud de onda. Los paneles superiores corresponden a granos de $MgSiO_3$ y los inferiores a $MgFeSiO_4$. La línea continua corresponde a $f=1$ y la punteada a $f=0.4$. El color negro corresponde a $a_{max} = 0.1 \mu m$ y el azul $a_{max} = 10 \mu m$. El intervalo es $\lambda = 14 - 30 \mu m$.

La figura (3.4) muestra el pico más prominente, alrededor de 10 μm . Se observa que los granos porosos extinguen y absorben más que los compactos. Para $a_{max} = 0.1 \mu m$ (y en general, $\frac{2\pi a_{max}}{\lambda} \lesssim 1$) el coeficiente de dispersión es muy pequeño, y $\kappa_\lambda \simeq \chi_\lambda$. Sin embargo para $a_{max} = 10 \mu m$, la dispersión, tanto a 10 como a 18 μm , son importantes. También, en las figuras (3.4) y (3.5) se puede ver que las bandas a 10 y 18 μm son más prominentes y anchas en el caso de granos porosos, y que las piroxenas son más opacas que las olivinas en estas bandas.

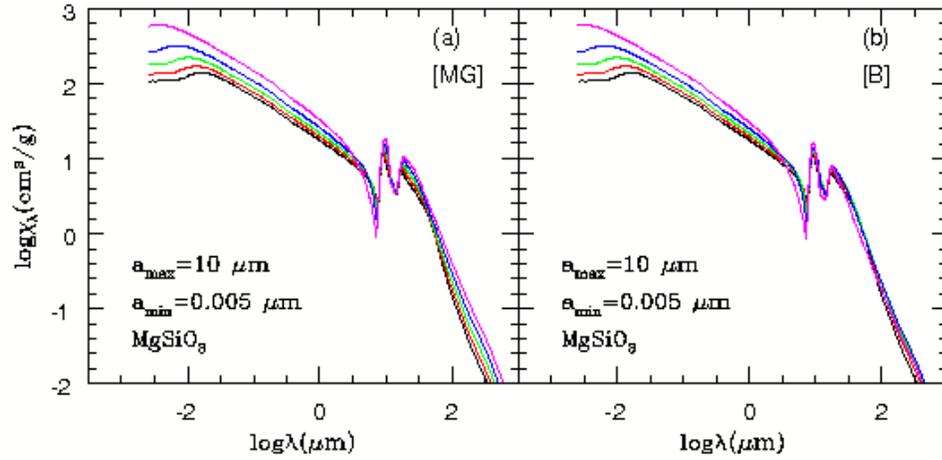


Figura 3.6: Logaritmo de la opacidad vs longitud de onda para diferentes grados de porosidad. En el panel (a) se usa Maxwell-Garnett y en el (b) la de Bruggeman. Línea negra $f = 1$, roja $f = 0.8$, verde $f = 0.6$, azul $f = 0.4$ y amarillo $f = 0.2$. Donde $a_{min}=0.005 \mu m$ y $a_{max}=10 \mu m$.

En la figura (3.6) se ilustra el efecto de variar la porosidad. La opacidad aumenta con el grado de porosidad a $\lambda \lesssim 1 \mu m$ y hay poca diferencia en la EMT de Maxwell-Garnett con la EMT de Bruggeman. Sin embargo, a longitudes de onda más largas el comportamiento es diferente. En particular las bandas no aumentan con el grado de porosidad al usar Bruggeman. Sin embargo, por simplicidad, en el resto del trabajo usaremos en general la EMT de Maxwell-Garnett.

En la figura (3.7) se ilustra el efecto de variar la potencia p . Se considera que los granos son compactos, de piroxenas amorfas $MgSiO_3$ y con $a_{max} = 100 \mu m$. Para $p = 4$, los picos son más prominentes y tienden a aplanarse a potencias más chicas, porque corresponden a una mayor cantidad de granos grandes relativo a granos chicos (ver por ejemplo figura 2.4). De hecho para $p=2.5$ ya no se aprecian las bandas, porque la distribución de tamaños está dominada por los granos mas grandes.

Las figuras (3.8) y (3.9) ilustran la diferencia en los coeficiente de extinción y de absorción, para granos compactos y porosos compuestos de carbono

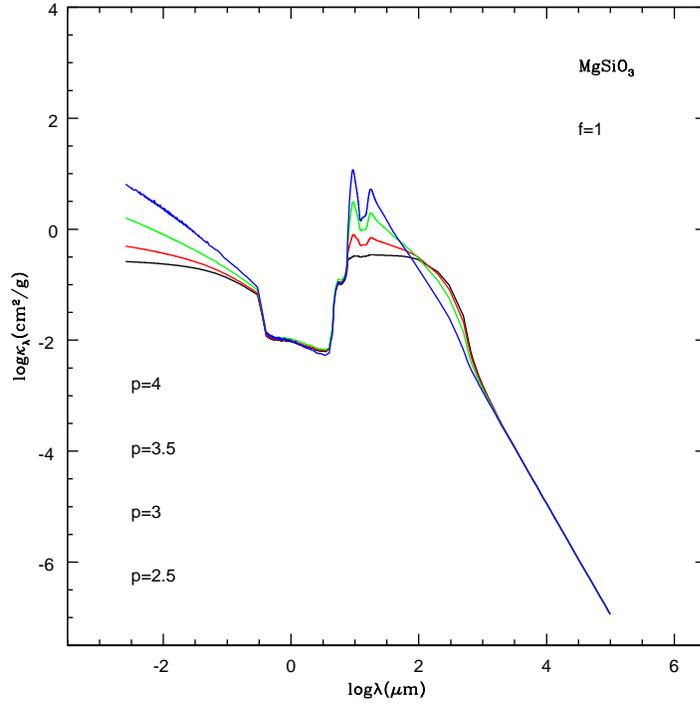


Figura 3.7: Logaritmo del coeficiente de absorción vs longitud de onda. $f=1$, la línea negra es $p = 2.5$, roja $p = 3$, verde $p = 3.5$ y azul $p = 4$. Los granos están compuesto de $MgSiO_3$, donde $a_{min} = 0.005 \mu m$ y $a_{max} = 100 \mu m$.

amorfo y granos compuestos de hielo de H_2O con distribución de tamaños, caracterizada por $p = 3.5$. Se supone la misma fracción en masa de polvo a gas, considerada para granos compuestos de piroxenas y se toman los mismos tamaños que se consideraron para hacer la figura (3.3). Al igual que en el caso de los granos compuestos de silicatos, los granos porosos son más opacos. Sin embargo, en el caso de granos de carbono a radiofrecuencias los que más extinguen y absorben son los compactos. También se observa que estos granos no presentan picos.

Los granos compuestos de hielo tienen su pico más prominente alrededor de $3 \mu m$ y sus bandas parecidas a la de silicatos, se localizan a $\lambda \approx 11 \mu m$ y a $\lambda \approx 45 \mu m$.

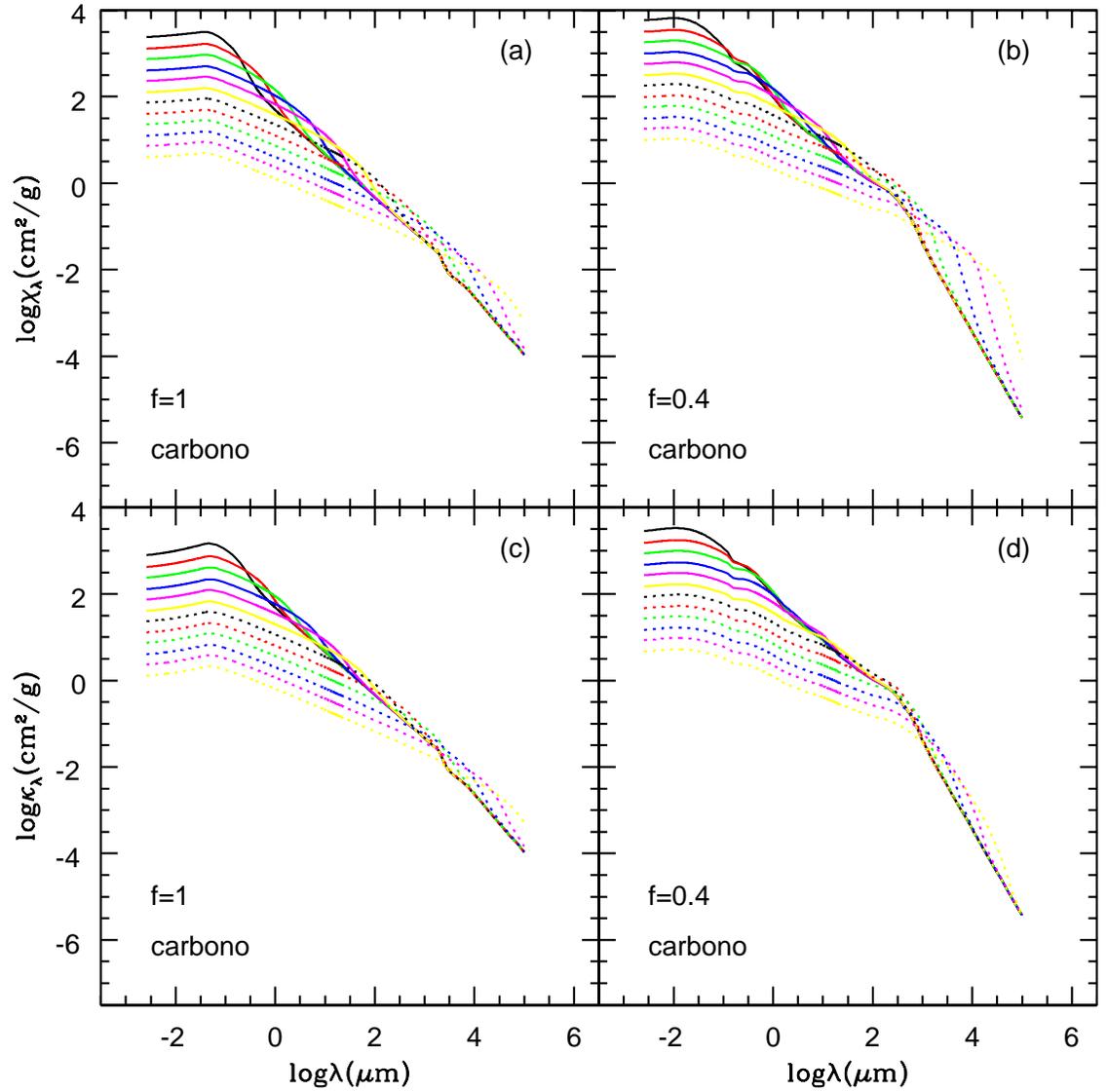


Figura 3.8: Panel (a) y (b) logaritmo del coeficiente de extinción vs longitud de onda. Panel (c) y (d) logaritmo de coeficiente de absorción vs longitud de onda. Granos compuestos de carbono amorfo, donde $a_{min}=0.005 \mu m$, para $a_{max} = 0.03, 0.1, 0.3, 1, 3$ y $10 \mu m$, línea continua (negra, roja, verde, azul, magenta y amarilla). Para $a_{max} = 30, 100, 300, 1000, 3000$ y $10000 \mu m$, línea punteada.

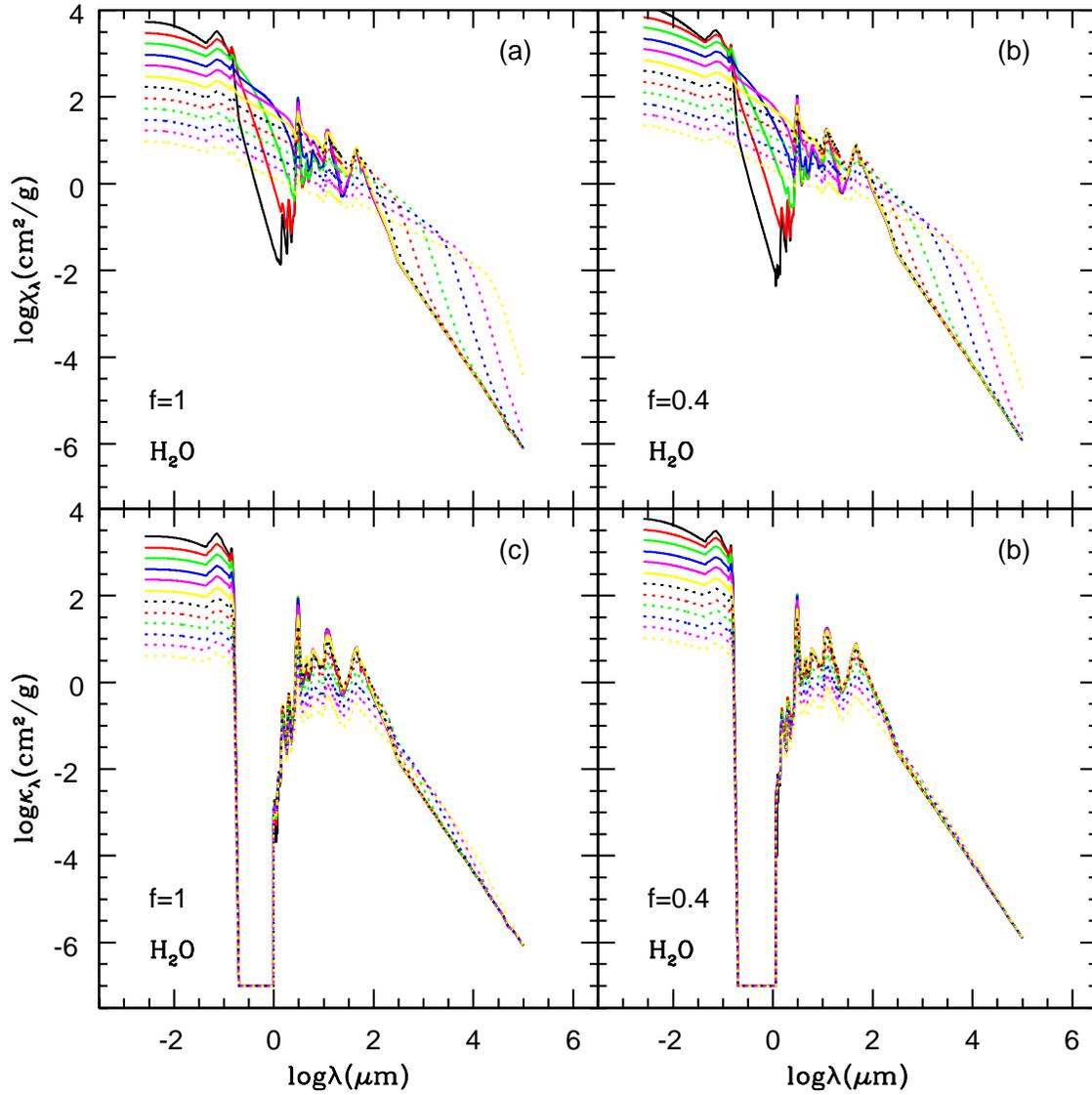


Figura 3.9: Panel (a) y (b) logaritmo del coeficiente de extinción vs longitud de onda. Panel (c) y (d) logaritmo de coeficiente de absorción vs longitud de onda. Granos compuestos de hielo H_2O , donde $a_{min}=0.005 \mu m$, para $a_{max} = 0.03, 0.1, 0.3, 1, 3$ y $10 \mu m$, línea continua (negra, roja, verde, azul, magenta y amarilla). Para $a_{max} = 30, 100, 300, 1000, 3000$ y $10000 \mu m$, línea punteada.

3.3. Granos compuestos de diferentes ingredientes con una distribución de tamaños de ley de potencias

En esta sección discutiremos la opacidad de granos compactos (no porosos) a los que se agregan incrustaciones de distintos materiales. Por ejemplo la figura (3.10) ilustra la opacidad de granos compuestos de hielo y olivinas, o piroxenas y granos compuestos de carbono amorfo y olivinas o piroxenas.

En el caso de granos de polvo con hielo, la opacidad en las bandas típicas de hielo aumenta con la abundancia de hielo (o con el factor de llenado del hielo). Por otro lado, el pico a $3 \mu m$ es más prominente cuando los granos tienen inclusiones de piroxenas.

Cuando el grano tiene carbono amorfo, la opacidad se presenta como un continuo, excepto en las bandas de 10 y $18 \mu m$ cuando su factor de llenado es bajo relativo al de los silicatos. Además los granos con carbono dominan la opacidad a radiofrecuencias, aún cuando su abundancia es baja.

Las figuras (3.11) y (3.12) ilustran como son los perfiles de las bandas de 10 y $18 \mu m$ de granos compuestos de dos o tres ingredientes. Es importante mencionar que se ha escogido tomar valores específicos de los factores de llenado de cada ingrediente. Sin embargo esto implica diferentes abundancias (ver ecuaciones 2.44-2.46). Al mantener fija ξ de los granos compuestos, aumentar el factor de llenado de un ingrediente aumenta la abundancia de dicho ingrediente, y baja la de los demás. La intención es simplemente ilustrar la variedad de perfiles que se pueden obtener variando la abundancia de los ingredientes de los granos.

En el caso de la banda de $10 \mu m$, para granos compuestos de olivina y hielo, a partir de $f_{hielo} = 0.6$ el pico se vuelve doble por la contribución de la banda de hielo a $11 \mu m$; para granos incrustados de olivina y carbono amorfo la opacidad se vuelve plana; cuando los granos están incrustados de olivina con carbono y hielo, donde el $f_c = f_{hielo}$ la opacidad se aplana a $f_c = 0.8$ y el carbono domina la opacidad. En la banda de $18 \mu m$, para granos incrustados

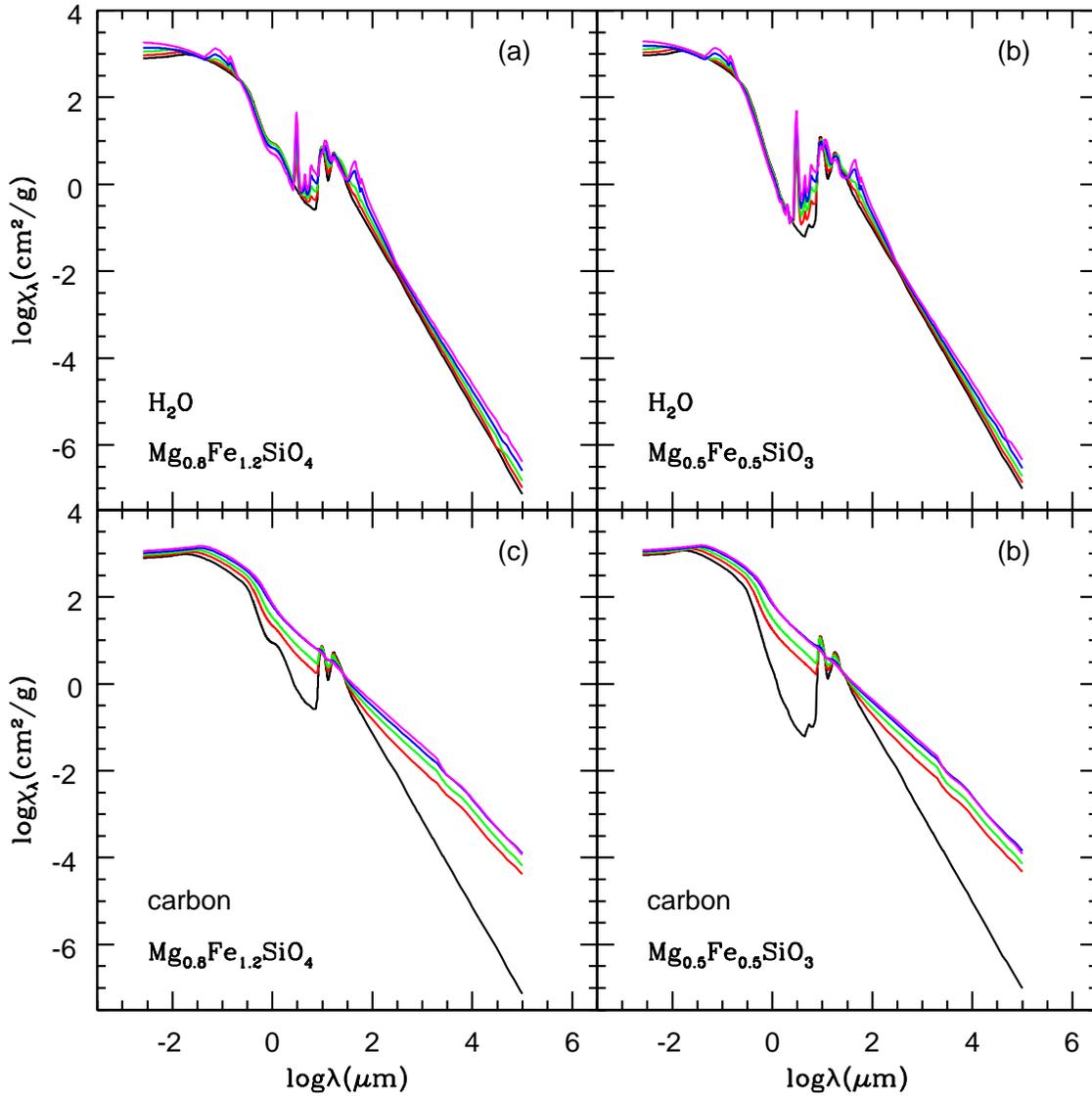


Figura 3.10: Logaritmo de la opacidad vs longitud de onda. En el panel (a) son granos incrustados de olivina ($\text{Mg}_{0.8}\text{Fe}_{1.2}\text{SiO}_4$) y hielo (H_2O) y en el (b) son granos incrustados de piroxenas ($\text{Mg}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{SiO}_3$) y hielo (H_2O). Se varia el factor de llenado del hielo, para $f_{\text{hielo}} = 0$ línea de color negra, $f_{\text{hielo}} = 0.2$ roja, $f_{\text{hielo}} = 0.4$ verde, $f_{\text{hielo}} = 0.6$ azul y $f_{\text{hielo}} = 0.8$ magenta. Los paneles (c) y (d) a diferencia de los (a) y (d), los granos tienen carbono amorfo en lugar de hielo y se varia el factor de llenado del carbono. Para $f_c = 0$ línea de color negra, $f_c = 0.2$ roja, $f_c = 0.4$ verde, $f_c = 0.6$ azul y $f_c = 0.8$ magenta. Se toma como matriz el de mayor factor de llenado y como incrustaciones los demas. Para $p=3.5$, $a_{\text{min}}=0.005$ y $a_{\text{max}}=0.1 \mu\text{m}$.

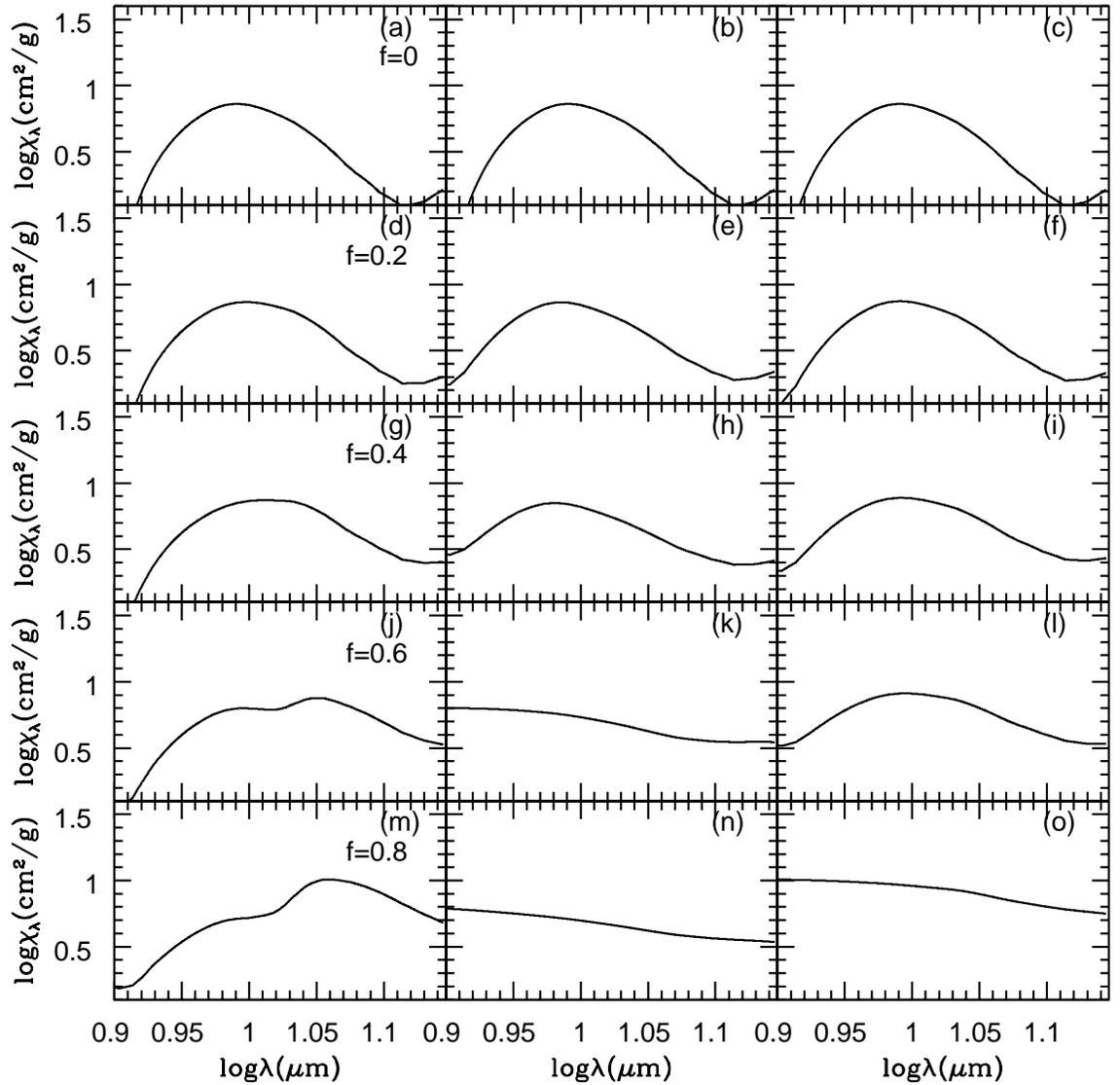


Figura 3.11: Logaritmo de la opacidad vs longitud de onda. La primera columna, son granos incrustados de olivina $Mg_{0.5}Fe_{0.5}SiO_3$ y hielo (H_2O). Se aumenta el factor de llenado del hielo. La segunda columna son granos incrustados de olivina $Mg_{0.5}Fe_{0.5}SiO_3$ y carbono amorfo. Se aumenta el factor de llenado del carbono amorfo. La tercera columna son granos incrustados de olivina $Mg_{0.5}Fe_{0.5}SiO_3$, hielo y carbono amorfo. Se aumenta $f_{hielo}=f_c$. Se toma como matriz el de mayor factor de llenado y como incrustaciones los demas. Intervalo de $\lambda = 8 - 14 \mu m$. Para $p=3.5$, $a_{min}=0.005$ y $a_{max}=0.1 \mu m$.

de olivina y hielo, conforme la abundancia de hielo aumenta, la opacidad disminuye, y los rasgos del pico se debe al silicato. También tanto en la banda de 10 como la de 18 μm , desaparecen cuando es mayor la fracción de volumen del carbon amorfo que de los silicatos.

Las figuras (3.13) y (3.14) son ejemplos de opacidad en las bandas de 10 y 18 μm , respectivamente, calculada para granos constituidos de silicato cristalino (de tipo bronzita). Se puede observar que en las bandas aparecen subestructuras y los granos son más opacos con silicato cristalino en lugar de silicato amorfo. Estudiar estas subestructuras permite identificar la composición química de los cristales que esten presentes en la región estudiada.

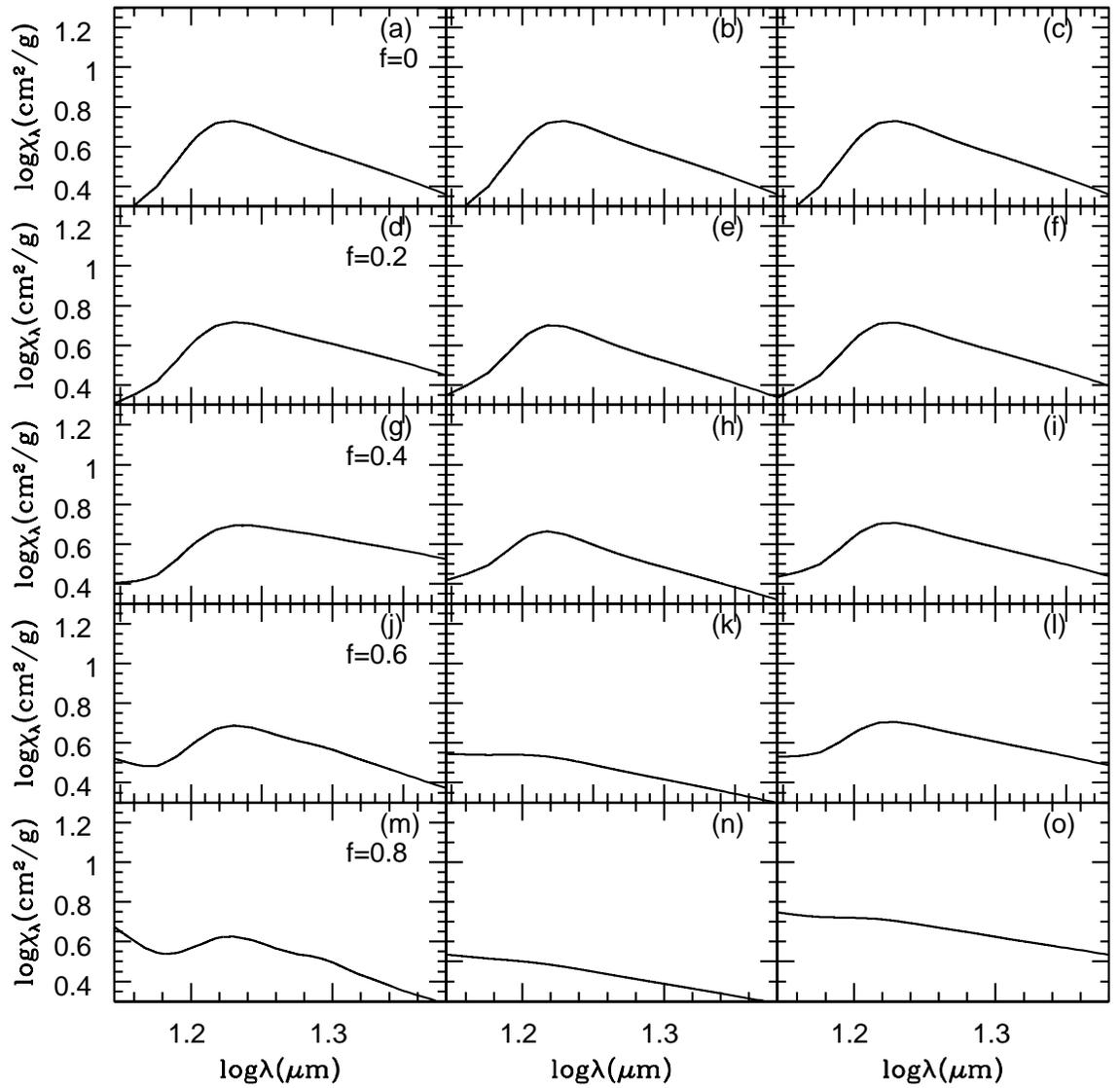


Figura 3.12: Logaritmo de la opacidad vs longitud de onda. La primera columna, son granos incrustados de olivina $Mg_{0.5}Fe_{0.5}SiO_3$ y hielo (H_2O). Se aumenta el factor de llenado del hielo. La segunda columna son granos incrustados de olivina $Mg_{0.5}Fe_{0.5}SiO_3$ y carbono amorfo. Se aumenta el factor de llenado del carbono amorfo. La tercera columna son granos incrustados de olivina $Mg_{0.5}Fe_{0.5}SiO_3$, hielo y carbono amorfo. Se aumenta $f_{hielo}=f_c$. Se toma como matriz el de mayor factor de llenado y como incrustaciones los demas. Intervalo de $\lambda = 8 - 14 \mu m$. Para $p=3.5$, $a_{min}=0.005$ y $a_{max}=0.1 \mu m$.

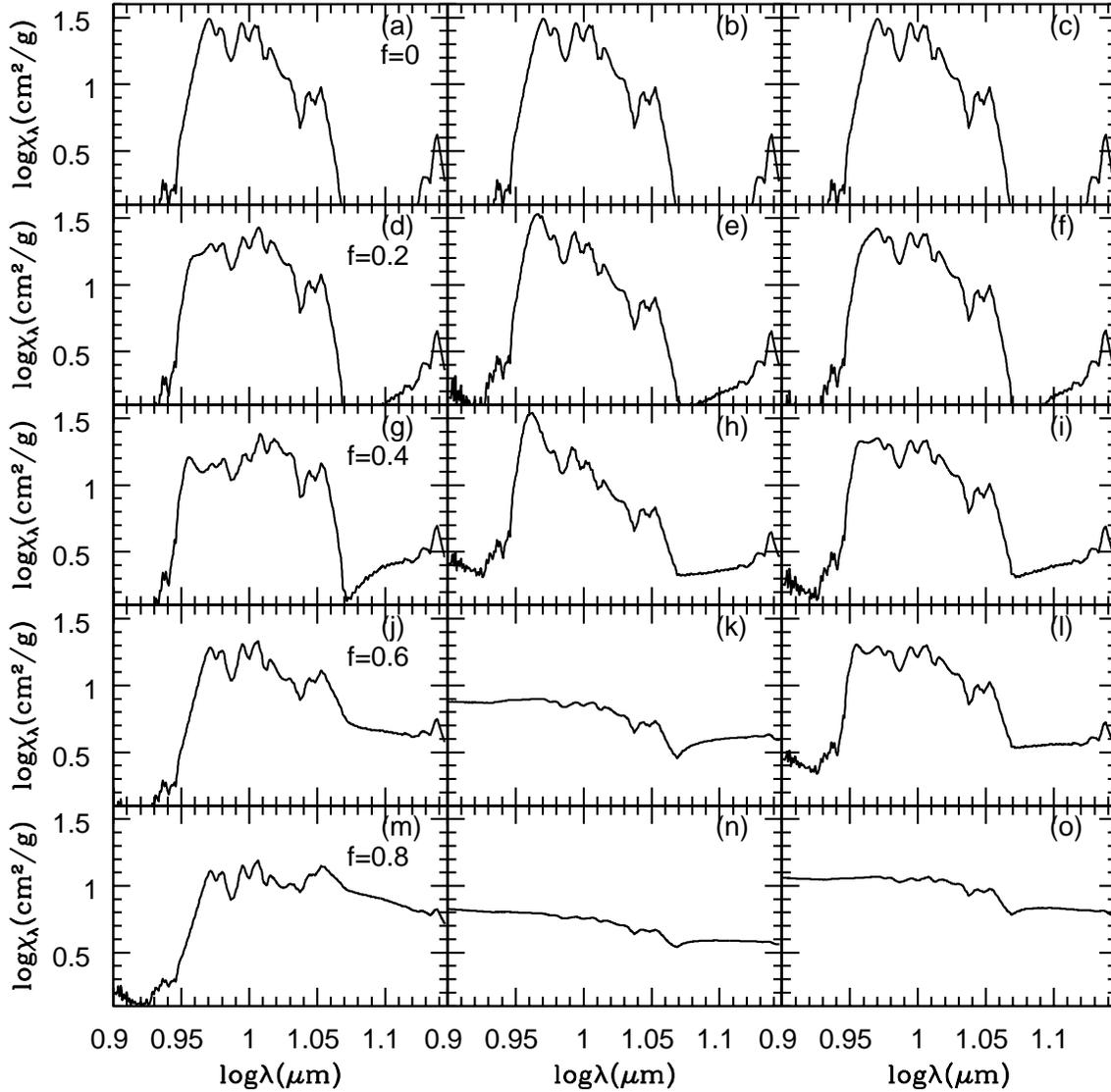


Figura 3.13: Logaritmo de la opacidad vs longitud de onda. La primera columna, son granos incrustados de bronzita y hielo (H_2O). Se aumenta el factor de llenado del hielo. La segunda columna son granos incrustados de bronzita y carbono amorfo. Se aumenta el factor de llenado del carbono amorfo. La tercera columna son granos incrustados de bronzita, hielo y carbono amorfo. Se aumenta $f_{hielo}=f_c$. Se toma como matriz el de mayor factor de llenado y como incrustaciones los demas. Intervalo de $\lambda = 8 - 14 \mu m$. Para $p=3.5$, $a_{min}=0.005$ y $a_{max}=0.1 \mu m$.

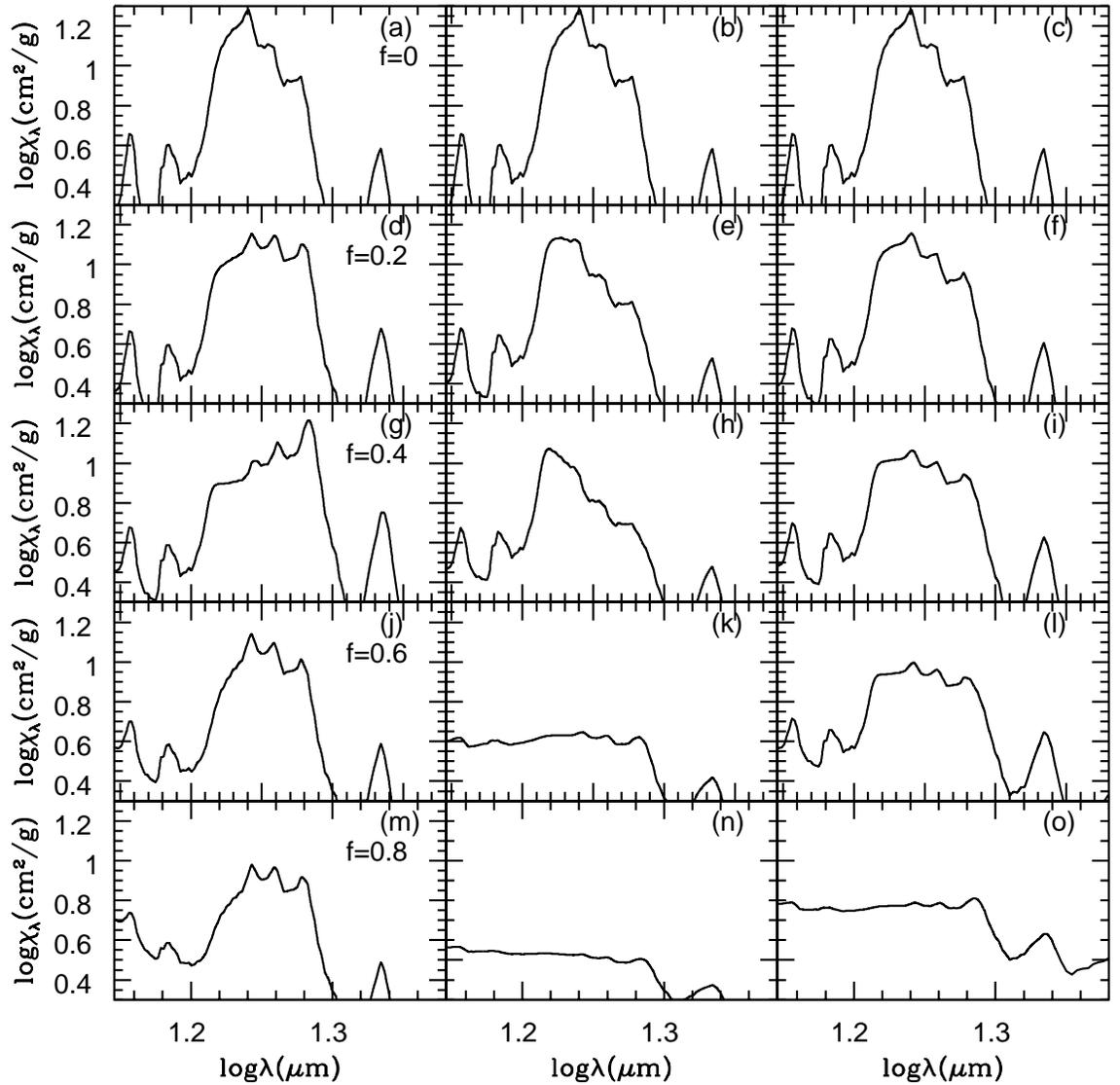


Figura 3.14: Logaritmo de la opacidad vs longitud de onda. La primera columna, son granos incrustados de bronzita y hielo (H_2O). Se aumenta el factor de llenado del hielo. La segunda columna son granos incrustados de bronzita y carbono amorfo. Se aumenta el factor de llenado del carbono amorfo. La tercera columna son granos incrustados de bronzita, hielo y carbono amorfo. Se aumenta $f_{hielo}=f_c$. Se toma como matriz el de mayor factor de llenado y como incrustaciones los demas. Intervalo de $\lambda = 14 - 30 \mu m$. Para $p=3.5$, $a_{min}=0.005$ y $a_{max}=0.1 \mu m$.

3.4. Discusión y conclusiones

En este capítulo mostramos los coeficientes de extinción y absorción que resultan de usar la teoría de Mie para granos esféricos, con funciones dieléctricas calculadas con EMT, a partir de los índices de refracción.

Presentamos opacidades de granos individuales de diferentes tamaños, así como de un conjunto de granos. En ambos casos consideramos una variedad de ingredientes separados o combinados, con diferentes abundancias para cada ingrediente, distintos grados de porosidad y diferentes tamaños máximos. Son muchas las posibilidades y el propósito de los modelos presentados es sólo ilustrativo y con el objetivo de mostrar que nuestros códigos funcionan. En el apéndice A, se presenta el código que calcula la opacidad para una distribución de tamaños y calcula la función dieléctrica promedio de acuerdo a la EMT de Maxwell-Garnett.

Es importante enfatizar que hay tantos parámetros, que es complicado sacar conclusiones muy generales. Algunas características que observamos se resumen a continuación:

- En general, en el UV y en el mediano infrarrojo, para una distribución de tamaños dada, los granos porosos son más opacos que los compactos para todos los ingredientes que utilizamos.
- Los coeficientes de absorción y extinción aumentan con la abundancia de los granos.
- Los silicatos con estructura amorfa producen las bandas alrededor de 10 y 18 μm . Además, las bandas son más anchas conforme se aumenta el grado de porosidad y también el máximo se presenta a longitudes más largas (ver tabla 4 y 5), donde la porosidad se incluye usando la EMT de Maxwell-Garnett.
- Los silicatos con estructura cristalina producen una serie de bandas más angostas superpuestas en las bandas de 10 y 18 μm , y las longitudes de onda de estas bandas delgadas es una huella del tipo de silicatos cristalinos en la

región emisora o absorbedora.

- El hielo de agua produce bandas sobresalientes a 3 , 11 y 45 μm y cuando este ingrediente está presente en un grano, estas bandas se hacen más importantes cuando aumenta la abundancia relativa de hielo, como es de esperar.

- El carbono amorfo tiene opacidad de continuo, sin bandas, y cuando está presente en un grano, tiende a desaparecer las bandas conforme su abundancia relativa aumenta.

- Los granos compuestos de silicatos amorfos dada una distribución de tamaños, a partir de $\lambda \approx 20 \mu m$, la opacidad disminuye con λ , como $1/\lambda$ para $a_{max} \lesssim 3 \mu m$. Por otro lado, en la región del milimétrico se presenta una variedad de pendientes para $a_{max} \gtrsim 100 \mu m$, que se han relacionado con las pendientes observadas en los espectros de los discos circunestelares y se han usado como argumentos a favor del crecimiento de los granos (Beckwith & Sargent 1991).

- El milimétrico parece estar dominado por el carbono amorfo, al menos para $a_{max} \approx 100 \mu m$.

Capítulo 4

DISCOS CIRCUNESTELARES

En esta segunda parte de la tesis se estudiará el efecto de incorporar los nuevos modelos de polvo, en modelos físicos de la estructura y la emisión de discos circunestelares. El objetivo es entender como diferentes composiciones químicas del polvo, distintos grados de porosidad y distintas distribuciones de tamaño afectan tanto la distribución de temperatura en el disco como sus propiedades espectrales.

En este capítulo mencionaremos una breve historia de los discos circunestelares, cómo se piensa que es su origen (§ 4.1) y su evolución (§ 4.2). En (§ 4.3) describiremos el modelo del disco usado en esta tesis, en (§ 4.4) mencionaremos los parámetros del modelo del disco y en (§ 4.5) se presentarán los espectros resultantes de combinar este modelo de disco con diferentes modelos de polvo.

Para limitar el espacio de parámetros usaremos modelos de discos calculados suponiendo que la estrella central es la estrella de F04147+2822, una T Tauri clásica en Tauro, con un espectro IR tomado por el espectrógrafo del Telescopio Espacial Spitzer (Furlan et al. 2006). Usaremos este espectro como referencia para compararlo con los espectros resultantes. Cabe aclarar que el objetivo de esta parte de la tesis no es encontrar un modelo que reproduzca a F04147+2822, sino usarlo como referencia del efecto de diferentes

ingredientes del modelo de polvo.

4.1. Origen

La nube molecular tiene zonas densas que se suelen llamar núcleos moleculares densos. A partir del colapso de un núcleo molecular denso con cierto momento angular, se forma la estrella y un disco de gas y polvo alrededor de ella. Los discos en torno a estrellas jóvenes se conocen como discos de acreción, porque material del disco cae hacia la estrella central a medida que este pierde momento angular (Hartmann 2000). La fuente de la viscosidad responsable del transporte de momento angular en el disco es desconocida, pero se suele asociar con turbulencia generada por la inestabilidad magneto-rotacional (Hartmann 2000, Balbus & Hawley 1991). Estos discos, producen un exceso de emisión característico, que se explica como emisión térmica del polvo del disco calentado por la estrella central y por colisiones con gas, y el cual a su vez es calentado por disipación viscosa (D'Alessio et al. 1998). También a los discos circunestelares se les suele llamar discos proto-planetarios, porque es el sitio natural donde se pueden formar los planetas.

Hasta hace algunos años la existencia de discos circunestelares se infería indirectamente a partir del exceso de emisión que presentan los espectros observados de estrellas jóvenes en el infrarrojo, submilimétrico y radio. Pero en 1994, Rodríguez y colaboradores tomaron la primera imagen en radiofrecuencias de un disco circunestelar. En 1996 con el Telescopio Espacial Hubble, Burrows y colaboradores tomaron una imagen óptica de HH30 mostrando un disco con una banda oscura en medio, donde se observaba radiación de la estrella dispersada por polvo en la atmósfera del disco. A partir de estas primeras observaciones, cada vez hay más imágenes disponibles con cada vez mejor resolución, de discos en torno a estrellas T Tauri (de masas entre 0.08 y 2 M_{\odot}), Herbig Ae y Be (de masas entre 2 y 10 M_{\odot}), e incluso enanas café (de masas menores que 0.08 M_{\odot}). Ya no queda la menor duda que los discos existen.

Desde el 2004, con el espectrógrafo del Telescopio Espacial Spitzer se han

tomado espectros en el MIR de alta resolución espectral de un gran número de estrellas jóvenes, y se está logrando caracterizar en detalle propiedades físicas de los disco y cuantificar las propiedades físicas y químicas de su polvo (por ejemplo Sargent et al. 2006).

4.2. Evolución

Durante el paso del tiempo, el disco circunestelar evoluciona. Por ejemplo, la cantidad de material que cae de la envoltura del núcleo molecular denso al disco disminuye con el tiempo. A su vez, el disco pierde masa porque parte de ella está siendo acretada por la estrella central y otra parte la pierde por medio de la fotoevaporación, debido a que en la superficie del disco inciden rayos X y UV de la estrella central (Dullemond et al. 2007). Por otro lado, el disco se expande, porque el material que recibe la mayor parte del momento angular, a través de la acción de la viscosidad turbulenta, tiende a alejarse de la estrella. La combinación de todos estos factores, hace que la densidad superficial y la tasa de acreción de masa del disco disminuyan con el tiempo (Hartmann 2000).

También los granos de polvo del disco cambian. Al encontrarse en un medio más denso que el MI y el núcleo molecular denso donde residían antes, es de esperarse que crezcan y se asienten hacia el plano medio (D'Alessio 2001 & 2006), para después formar planetésimos (Beckwith et al. 1999), que a su vez forman los planetas rocosos y los núcleos de los planetas gaseosos (Lissauer & Stevenson 2007), como los que se encuentran en nuestro sistema solar. La figura (4.1) muestra esquemáticamente las etapas evolutivas de un disco proto-planetario.

Además, debido a que sobre los granos inciden rayos X y UV o que circulan por regiones de alta temperatura y/o presión del disco, pueden cambiar su naturaleza física y química, modificando su opacidad y afectando la estructura y el espectro del disco en el que residen. A continuación se mencionan algunas de las evidencias de la evolución del polvo en los discos.

D'Alessio et al. (1999) mostraron que el polvo en los discos en torno a estrellas jóvenes debe ser diferente al polvo interestelar. Ellos construyeron modelos de discos de acreción de estrellas de baja masa, suponiendo que contenían granos de polvo típico del MI. Calcularon las distribuciones de energía espectral, para varios ángulos de inclinación del disco y encontraron que los espectros sintéticos presentaban un exceso mayor que lo observado entre 25 y 100 μm . Además estos modelos resultaban demasiado anchos en la dirección vertical, inconsistentes con imágenes de discos de canto observados gracias a la radiación estelar dispersada (como por ejemplo, HH30, HK Tau B).

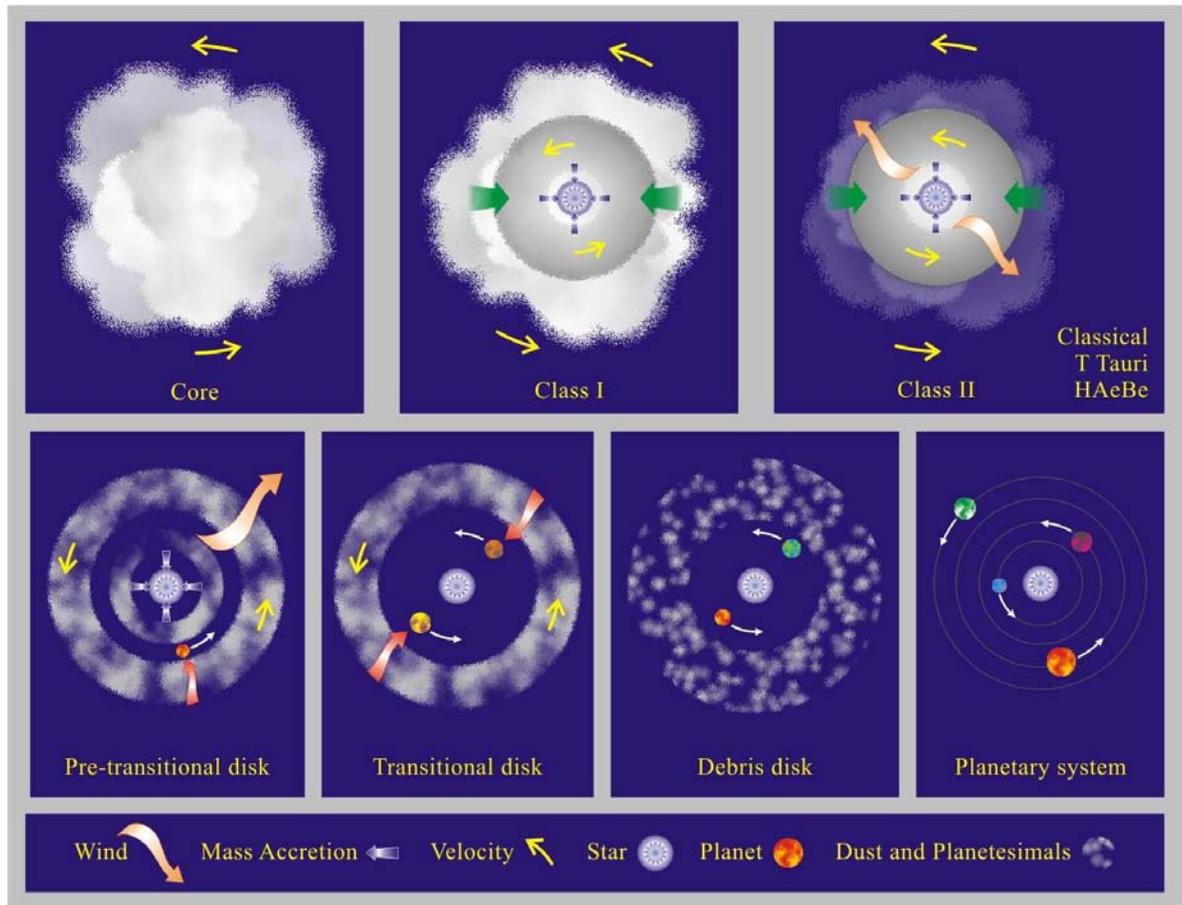


Figura 4.1: Esquema de las etapas evolutivas de un disco protoplanetario (dibujo: Alberto García).

Para explorar qué clase de polvo puede explicar los espectros observados,

D'Alessio et al.(2001) incorporaron granos de diferentes tamaños máximos en sus modelos de discos. Encontraron que los espectros observados en el milimétrico se lograban reproducir con granos de tamaños máximos alrededor de milímetros, como habían sugerido Beckwith & Sargent (1991), ya que estos son los granos con máxima emisividad a estas longitudes de onda. Por otro lado granos con estos tamaños, absorben mucha menos radiación en el visible e infrarrojo cercano que granos de micrones. Así que, con granos grandes, la superficie del disco donde se deposita la radiación incidente tiene una altura menor y por lo tanto intercepta menos radiación estelar. El resultado de esto es que el disco produce menos exceso de emisión en el infrarrojo lejano, y una distribución espectral más consistente con la observada. De manera que, considerar granos de tamaños grandes (alrededor del milimétrico) podía explicar varias características de los espectros observados de discos en torno a estrellas T Tauri.

Sin embargo, al considerar granos de tamaños máximos de mm, los espectros sintéticos no mostraban bandas de silicatos a 10 y 18 μm , como se ven en los espectros observados. Como se vió en el capítulo 3, las bandas son producidas por los granos chicos comparados con la longitud de onda ($a \lesssim \lambda/2\pi$) mientras que los grandes tienen una opacidad “gris”.

Dullemond y Dominik (2004) estudiaron la física del asentamiento de los granos. Cuando los granos alcanzan cierto tamaño crítico, que depende de la densidad del gas, la componente vertical de la gravedad estelar se vuelve mas importante que las colisiones con el gas. Entonces los granos comienzan a descender hacia el plano medio del disco y se dice que se “asientan”. Ellos encontraron que para la edad que tienen los discos en torno a estrellas T Tauri, estos deberían tener todo su polvo asentado en el plano medio. Si este fuera el caso, los espectros tendrían que ser como los de discos planos, con mucho menos exceso que lo que se observa. Pero como esto no es lo que se observa, ellos concluyeron que debe haber un proceso físico que no tomaron en cuenta que podría volver un poco más lento el proceso de asentamiento del polvo.

En D'Alessio et al.(2006) estudiaron el efecto del asentamiento sobre la estructura y el espectro de los disco de una manera distinta. Ellos suponen

que los granos chicos son de tamaños de los granos en el MI y se localizan en la atmósfera del disco y los granos grandes tienen tamaños de milímetros y están en el plano medio. En estos modelos, la idea era que la masa en polvo se conserva a cada radio, de manera que los granos de polvo que no estaban en la atmósfera se encuentran alrededor del plano medio, pero la abundancia del polvo puede variar con la altura para simular el efecto del asentamiento. Por ejemplo, en la atmósfera del disco el cociente en masa de polvo a gas puede ser 1 % del MI, pero el 99 % que falta está en el plano medio, con una distribución de tamaños diferente, que implica más granos grandes. Se compararon los espectros sintéticos con observados y se encontró que si el polvo atmosférico tiene una fracción de 1 % la del polvo en el MI, se pueden explicar tanto los colores infrarrojos, como el espectro observado continuo en IR, submm y mm, junto con las bandas de 10 y 18 μm en emisión en muchos espectros de estrellas T Tauri observados (ver también Furlan et al. 2006). La figura (4.2) muestra esquemáticamente las diferencias entre un modelo de disco “bien mezclado” y un modelo “asentado”.

Existen muchos estudios, acerca de la composición química de silicatos responsables de la subestructura observada en las bandas de 10 y 18 μm , especialmente en el contexto de las estrellas Ae de Herbig (Natta et al. 2001). Más recientemente, con el espectrógrafo infrarrojo a bordo de Spitzer, estos estudios se han extendido a las T Tauri (Sargent et al. 2006). En particular se ha podido analizar la presencia de silicatos cristalinos, y cómo la abundancia de estos correlaciona con distintas propiedades de los discos (Watson et al. 2008).

Quedan pocas dudas que el polvo en los discos ha evolucionado. Aunque nadie a visto aún el proceso de formación de un planeta, hay mucha evidencia circunstancial que apunta a que los discos lo hacen rutinariamente. La presencia de uno o más planetas en un disco lo perturba severamente, produciendo brechas y agujeros como los que se observan en los llamados “discos en transición” (Calvet et al. 2002 & 2005) y discos de escombros (Meyer et al. 2007) que rodean estrellas más evolucionadas (esquemas de estos discos, figura 4.1). Además de discos probablemente afectados por la presencia de planetas, ahora se conoce un gran número de exoplanetas, que confirman que la formación de planetas no es un evento raro, que sólo aconteció una vez en la historia, en nuestro sistema solar.

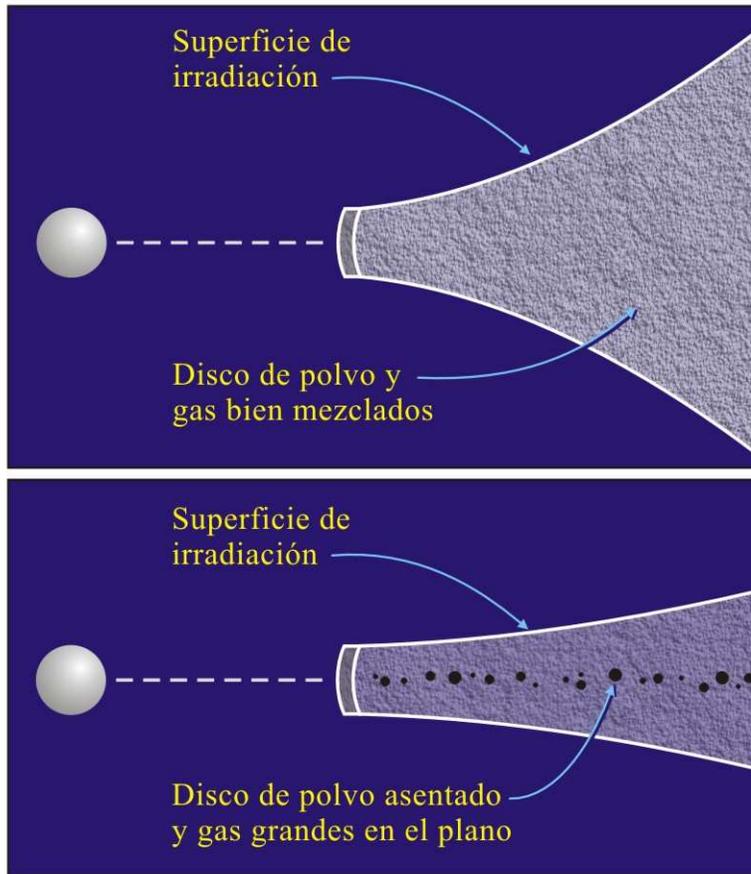


Figura 4.2: Panel superior: Esquema de un disco “bien mezclado”, es decir donde el polvo y el gas están bien mezclados a todo radio mayor que el de sublimación de polvo y a toda altura. En este modelo, la distribución de tamaños de los granos no cambia en todo el disco. La superficie de irradiación es más alta en este modelo que en el modelo “asentado”. Panel inferior: esquema de un disco “asentado”, en el que los granos de polvo más grandes de la atmósfera del disco han caído hacia el plano medio, creciendo aún más al caer y al depositarse en la zona más densa del disco, a un radio dado. La superficie de irradiación es más baja en este caso que en el modelo bien mezclado. (dibujo: Alberto García).

Pensamos que estudiar el polvo en las fases evolutivas más tempranas de los discos no sólo permitirá inferir y cuantificar mejor las propiedades físicas de estos, sino que ayudará a entender como evolucionan los discos y su polvo hasta formar planetas.

4.3. Modelo del disco

En una serie de trabajos (D'Alessio et al. 1996, 1998, 1999, 2001 y 2006) se ha ido desarrollando un modelo físico detallado de la estructura de los discos de acreción de gas y polvo en torno a estrellas jóvenes. En esta sección se resumen las características de dicho modelo, así como las aproximaciones en que se basa.

4.3.1. Disco de acreción de gas y polvo

El disco se supone axisimétrico, geoméricamente delgado y en rotación kepleriana, es decir en él existe equilibrio entre la fuerza centrífuga y la componente radial de la gravedad. En la dirección vertical se supone que el disco está en equilibrio hidrostático entre la componente vertical de la gravedad estelar y el gradiente vertical de presión. También se desprecia la autogravedad del disco frente a la gravedad de la estrella central.

Las principales fuentes de calentamiento del disco, son irradiación de la estrella central y disipación viscosa. El coeficiente de viscosidad se puede definir como $\nu = \alpha c_s H$, donde c_s es la velocidad del sonido, H es la escala de altura del gas y α es un parámetro que resume nuestra ignorancia acerca del mecanismo generador de la viscosidad turbulenta. Se supone que el disco está en estado estacionario y la tasa de acreción \dot{M} es constante porque no hay ni fuentes ni sumideros de masa en el disco. En un disco de este tipo, la ecuación de conservación del flujo de momento en la dirección radial implica que la densidad superficial de masa sea $\Sigma \approx \frac{\dot{M}}{3\pi} < \nu >$, donde ν es el coeficiente viscoso promediado en la estructura vertical. El modelo que se usa

en este trabajo, a diferencia de otros que se encuentran en la literatura, es que la densidad superficial de masa se determina a partir de la solución del sistema de ecuaciones para la estructura vertical del disco y no se impone de entrada como una ley de potencias o alguna otra función arbitraria.

La energía en el disco se transporta principalmente por radiación. Los otros mecanismos de transporte considerados son el flujo turbulento asociado al mecanismo responsable de la viscosidad turbulenta y el flujo convectivo de energía en regiones inestables a la convección. Se consideran opacidades promedio para el cálculo del transporte radiativo. Se supone que el gas está mezclado con el polvo y en la zona donde la temperatura es suficientemente alta para sublimar el polvo, la opacidad se debe al gas pero, en donde no es sublimado, la fuente principal de opacidad es el polvo. A pesar de que aproximadamente el 99 % es gas y 1 % polvo, el polvo es crucial para absorber radiación de la estrella y para el enfriamiento del disco.

Para describir el transporte radiativo se usan los primeros dos momentos de la ecuación de transporte integrados en frecuencia. Las opacidades promedio que se usan son de tipo Rosseland y Planck, para la primera y segunda ecuación respectivamente. Para describir cómo se transporta la radiación estelar a través del disco, se usan opacidades promedio en los que la función de Planck y su derivada están evaluadas a la temperatura efectiva de la estrella. Por otro lado, para describir cómo se transporta la radiación del propio disco se usan opacidades promedio con la función de Planck y su derivada evaluadas a la temperatura local. Con estos ingredientes y suposiciones, se plantea un sistema de ecuaciones diferenciales para la estructura vertical del disco con condiciones de frontera en dos fronteras distintas, que son el plano medio y la superficie (ver D'Alessio 1996).

Una vez calculada la estructura del disco, se puede obtener una imagen. Esto consiste en resolver la ecuación de transporte radiativo y así determinar la intensidad emergente, a la longitud de onda de interés, en una red de puntos en el plano del cielo. Al hacerlo el eje del disco tiene un ángulo de inclinación i respecto a la visual. Con esta información se puede obtener una imagen del disco, convolucionando la intensidad emergente con la respuesta de algún instrumento. También, integrando sobre el ángulo sólido de cada

elemento del disco proyectado en el plano del cielo, se puede calcular el flujo. Si se repite el cálculo para un conjunto de longitudes de onda se puede construir el espectro, también llamado distribución espectral de energía (SED por sus siglas en inglés).

4.3.2. Pared interna del disco de gas y polvo

Observaciones de estrellas Ae/Be de Herbig muestran en sus espectros un exceso de emisión alrededor de $3 \mu m$. Para explicar este “bump”, Natta et al. (2001) y Tuthill et al. (2001) propusieron que en el disco interior se forma una pared caliente de gas y polvo que produce esta emisión. Esta pared sería la frontera entre la zona interna del disco donde solamente hay gas, porque el polvo está sublimado debido a la radiación de la estrella y la zona más externa donde el polvo sí puede existir (Natta et al. 2001; Dullemond et al. 2001). También este bump se presenta en los discos en torno a estrellas T Tauri aunque su exceso no resulta tan notable como en el caso de las estrellas Ae/Be de Herbig (Muzerolle et al. 2004). Los espectros en el cercano infrarrojo (de aquí en adelante NIR) de discos en torno a estrellas jóvenes de cualquier masa suelen tener una contribución muy importante de esta pared interna.

En el modelo que se describió en la sección anterior, donde se resuelven ecuaciones para la estructura vertical del disco, no se puede incluir directamente al cálculo de la estructura de la pared interna que es principalmente radial. Para resolver este problema y poder tomar en cuenta la emisión de la pared interna, su estructura y espectro se calculan aparte y al final su espectro se suma al espectro del resto del disco. La pared se modela como se describe en D’Alessio et al. (2005) y consta de una atmósfera ópticamente delgada en su zona más cercana a la estrella, que se va volviendo ópticamente gruesa hacia radios más grandes. La frontera de la pared, del lado más cercano a la estrella, se localiza donde la temperatura del polvo es la de sublimación. Estas suposiciones son en base a las observaciones, en que el exceso de emisión se parece a un cuerpo negro a 1400-1500 K (ver Muzerolle et al. 2004). La figura (4.3) muestra un esquema del modelo de disco con su pared interna. La figura (4.4) muestra una representación artística de como

se vería el disco y su pared interna.

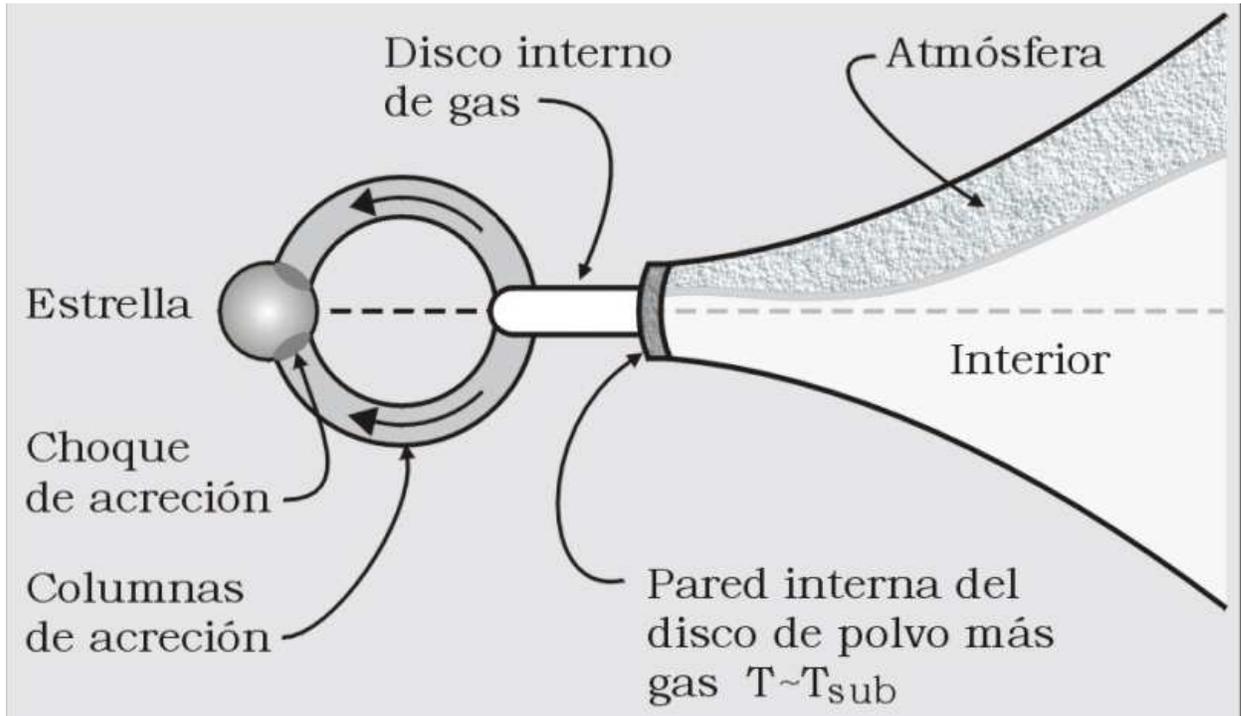


Figura 4.3: Esquema que muestra las componentes básicas del modelo de disco estudiado en este trabajo, que son el disco propiamente dicho y su pared interna. Además se muestra la estrella central, la magnetósfera, los choques de acreción en la superficie de la estrella. También se muestra esquemáticamente que el disco está dividido en dos zonas: su atmósfera y su interior. En realidad, la temperatura y densidad presentan gradientes en la dirección vertical, pero es útil pensar en estas dos zonas para entender la emisión del disco (dibujo: Alberto García).

4.4. Parámetros

Para el cálculo del espectro emergente del disco y su pared se deben especificar ciertos parámetros. Para ello se toman valores inferidos de la estrella T Tauri F04147+2822, como: masa de la estrella, $M_* = 0.3 M_\odot$, temperatura efectiva, $T_* = 3382 K$ y radio $R_* = 1.287 R_\odot$. Con la temperatura efectiva y el radio de la estrella, se determina el flujo de radiación incidente sobre el disco y la pared. Aunque también para el calentamiento de la pared se

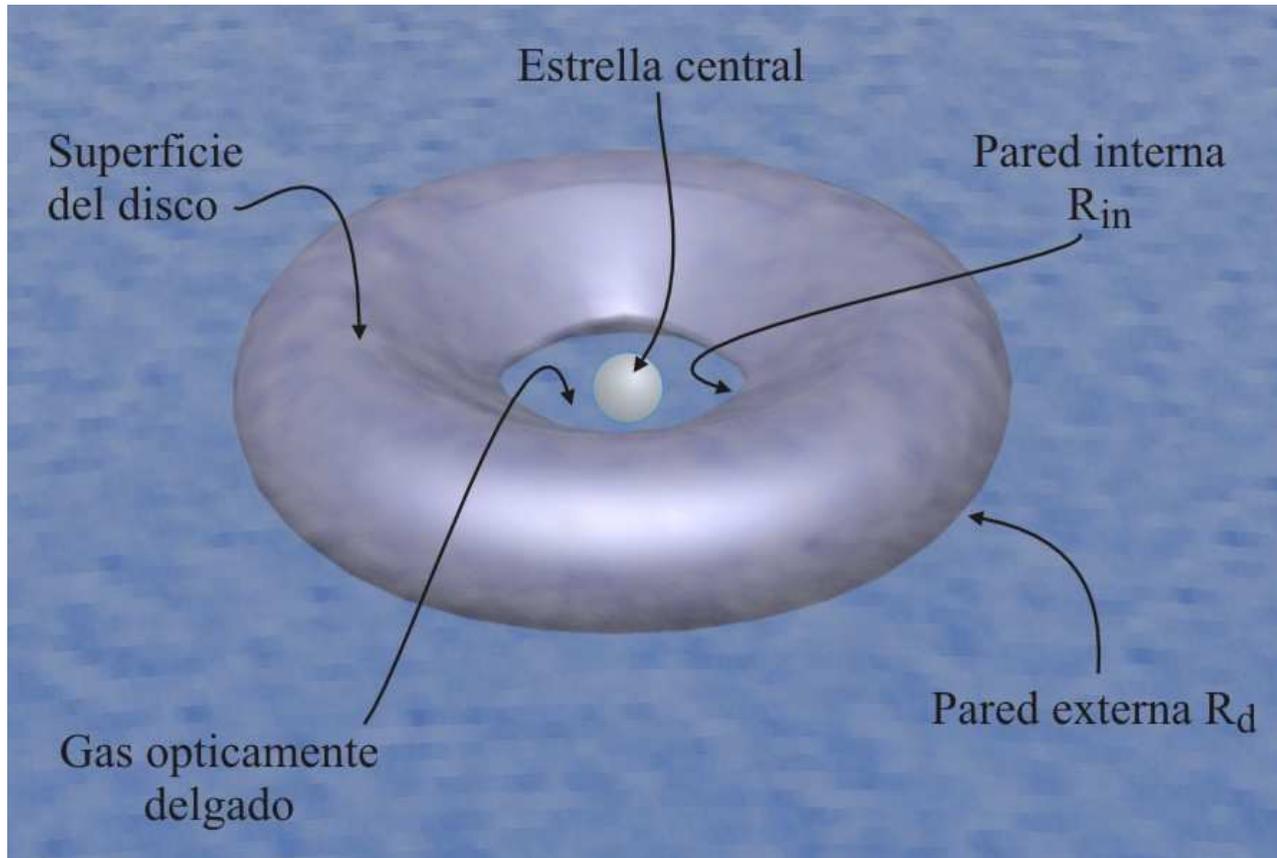


Figura 4.4: Representación artística del disco visto con un ángulo de inclinación intermedio (ni de canto ni de polo), resaltando la pared, que aparece como el borde interno brillante del disco. El disco no está a escala. Es de notar que en realidad no se sabe mucho de la frontera interna del disco (dibujo: Alberto García).

considera la emisión debido a los choques de acreción en la superficie de la estrella que se da principalmente en el UV y óptico (Calvet 2003). Esto no se considera para el calentamiento del disco, porque la radiación UV puede disociar moléculas de H_2 y de CO en las capas altas de la atmósfera del disco y estudiar la química del gas está más allá del objetivo de esta tesis. También la temperatura efectiva de la estrella se usa para calcular las opacidades promedio a la radiación incidente en el disco.

Además de las propiedades de la estrella, se especifican algunos parámetros del disco, como la tasa de acreción, el parámetro α , el radio interno y externo del disco. Sin embargo, como estos valores no se conocen para el objeto con el que vamos a comparar nuestros resultados, se toman valores típicos que se han usado para modelar otros discos en torno a estrellas T Tauri: $\dot{M}=10^{-9}, 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1}$, $\alpha=0.01$, el radio interno del disco, dado por el radio de sublimación de los silicatos $R_{in} = 10 - 15 R_*$ y un radio externo R_d variable.

En el caso de la pared debemos especificar su temperatura superficial que se toma como la temperatura de sublimación de silicatos ($T_{sub} = 1400 K$). También se debe especificar el modelo de polvo que se usará. En general, se varía abundancias de distintos ingredientes y se considera que los granos de polvo tienen una distribución de tamaños como la mencionada en la primera parte, con $a_{min} = 0.005 \mu m$ y a_{max} variable. Por otro lado, se supone que los granos están bien mezclados con el gas, con lo cual no se incluye la posibilidad de “asentamiento”.

Para calcular la SED debemos además especificar el ángulo de inclinación del disco. En este caso tomaremos un ángulo fijo $i = 60^\circ$, que es un ángulo de inclinación típico. Por otro lado, para calcular la pared, debemos especificar i , la altura de la pared, que se supone perfectamente vertical respecto al plano medio del disco. Esta altura y el ángulo determinan el área emisora de la pared, visible por el observador.

4.5. Resultados

4.5.1. Estructura del disco y su pared interna

Como se mencionó previamente, la estructura y la pared se calculan por separado. Con las ecuaciones que se usan para el cálculo de la estructura, se obtiene la temperatura, presión, densidad etc., como función del radio y la altura.

En la figura (4.5) se muestran las temperaturas y alturas características de la estructura del disco. Los paneles de arriba corresponden al caso de una tasa de acreción de $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1}$ y los de abajo a $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} yr^{-1}$. Los granos en este modelo son compactos, segregados de silicatos (50 % de volumen del grano esta ocupado por olivinas $Mg_{0.8}Fe_{1.2}SiO_4$ y 50 % por piroxenas $Mg_{0.8}Fe_{0.2}SiO_3$) con $\xi_{sil}=0.004$ y grafito con $\xi_{gra}=0.025$. Se considera una distribución de tamaños, con $p=3.5$, $a_{min}=0.005 \mu m$ y $a_{max} = 0.25 \mu m$ (este va a ser el tamaño máximo “estandar” típico del MI), se toma el parámetro viscoso como $\alpha = 0.01$, que es un valor típico citado en la literatura.

Las temperaturas que se presentan son la del plano medio T_c , la superficie T_0 , la fotosférica T_{phot} , la temperatura efectiva asociada a la irradiación de la estrella central T_{irr} y a la viscosidad T_{vis} . La temperatura fotosférica se define como la temperatura donde la profundidad óptica de Rosseland es $\tau_{Ross} = 2/3$ y es la zona donde emerge el continuo. En particular, $T_0 > T_{phot}$, porque la superficie del disco absorbe más radiación de la estrella, es decir ocurre una “inversión de temperatura” (Calvet et al. 1991,1992; Chiang & Goldreich 1997; D’Alessio et al. 1998) , las capas más altas de la fotosfera son más calientes y es el sitio donde se producen las bandas en emisión.

La temperatura del plano medio es mayor que la fotosférica a radios chicos, donde la disipación viscosa es un mecanismo importante de calentamiento. Sin embargo, a radios más grandes $T_c \approx T_{phot}$, porque el disco se vuelve transparente a su propia radiación y ésta se transporta más eficientemente. La temperatura superficial del disco con tasa de acreción $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} yr^{-1}$ es la mayor de todas las temperaturas, pero para el disco de $\dot{M} = 10^{-8}$

$M_{\odot} yr^{-1}$ la temperatura del plano medio se vuelve mayor que la superficie entre $R=0.02$ y 0.03 UA debido a que a estos radios la disipación viscosa es el mecanismo de calentamiento más importante del plano medio. Las temperaturas efectivas por irradiación y por disipación viscosa se muestran como referencias.

En el caso de las alturas del disco, cuando $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1}$, la superficie de irradiación es más alta a radios más grandes. Por otro lado, la altura de la fotosfera termina a un radio mayor, donde la $\tau_{Ross} = 2/3$ porque la densidad superficial de masa del disco con $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1}$ es mas grande a todo radio.

En la figura (4.6) se presentan resultados de la temperatura y densidad como función de la altura a $R=1$ UA, indicando que altura alcanza la fotosfera y la superficie de irradiación. Aquí se puede ver claramente la inversión de temperatura, es decir conforme la altura aumenta, a partir de la fotosfera, se incrementa la temperatura. Esto se debe a que la mayor parte de la energía del campo de radiación estelar se deposita en las capas más altas de la atmósfera del disco. Los paneles de abajo son un interesante ejemplo del efecto de la composición química del polvo sobre la estructura del disco. Los granos de grafito son mejores absorbedores de la radiación estelar y la atmósfera de un disco con este tipo de granos resulta mucho más caliente.

4.5.2. Contribuciones al espectro

El espectro sintético del modelo de disco como el que se describió, tiene varias contribuciones. En primer lugar está la contribución del espectro de la estrella atenuada por el disco, donde el ángulo de inclinación i del eje del disco respecto a la visual va a jugar un papel importante en la contribución del espectro. Por ejemplo, si $i = 0$ el disco es visto de canto y la estrella va a estar completamente atenuada. Aún así, radiación estelar dispersada por el polvo en la atmósfera del disco externo va a tener una importante contribución al espectro en el óptico y el NIR. Por otro lado, si $i = 90^{\circ}$, el disco es visto de polo y no atenúa para nada al espectro estelar. En segundo lugar esta la contribución del espectro del disco, que es principalmente a longitudes de onda del MIR hasta el radio. Finalmente está la contribución de la pared,

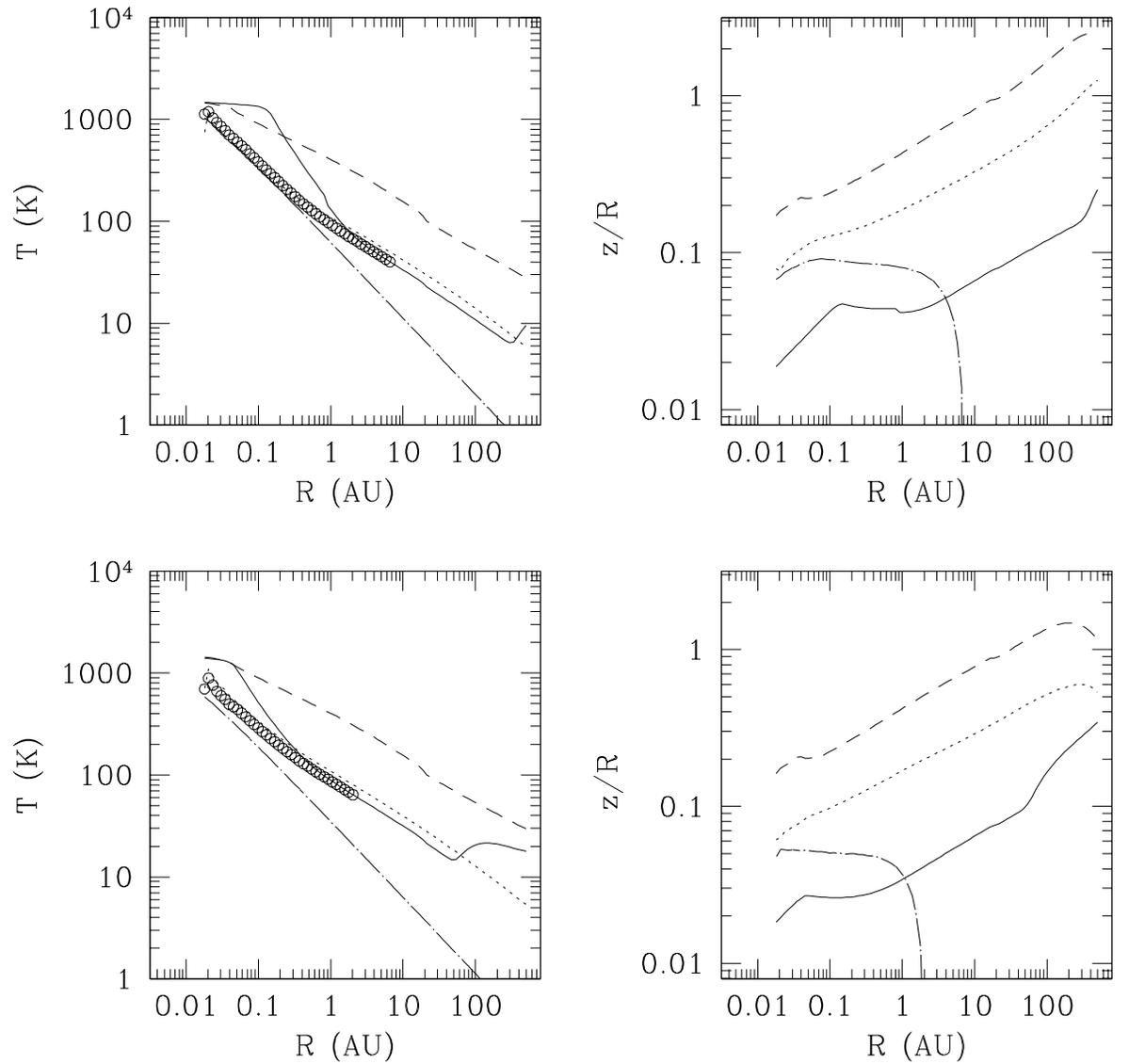


Figura 4.5: Temperaturas y alturas características de modelos de discos de acreción irradiados. Los paneles superiores muestran el caso de $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$, y los de abajo muestran el caso de $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$. A la izquierda se muestran temperaturas: $T_c=T(z=0)$ (línea sólida), $T_0=T(z_{max})$ (línea discreta), T_{irr} (línea punteada), T_{vis} (línea de punto-rayo) y $T_{phot}=T(\tau_{Ross}=2/3)$ (círculos abiertos). Los paneles de la derecha muestran diferentes alturas: z_{max} (línea discreta), z_s (línea punteada), H (línea sólida) y z_{phot} (línea de punto-rayo).

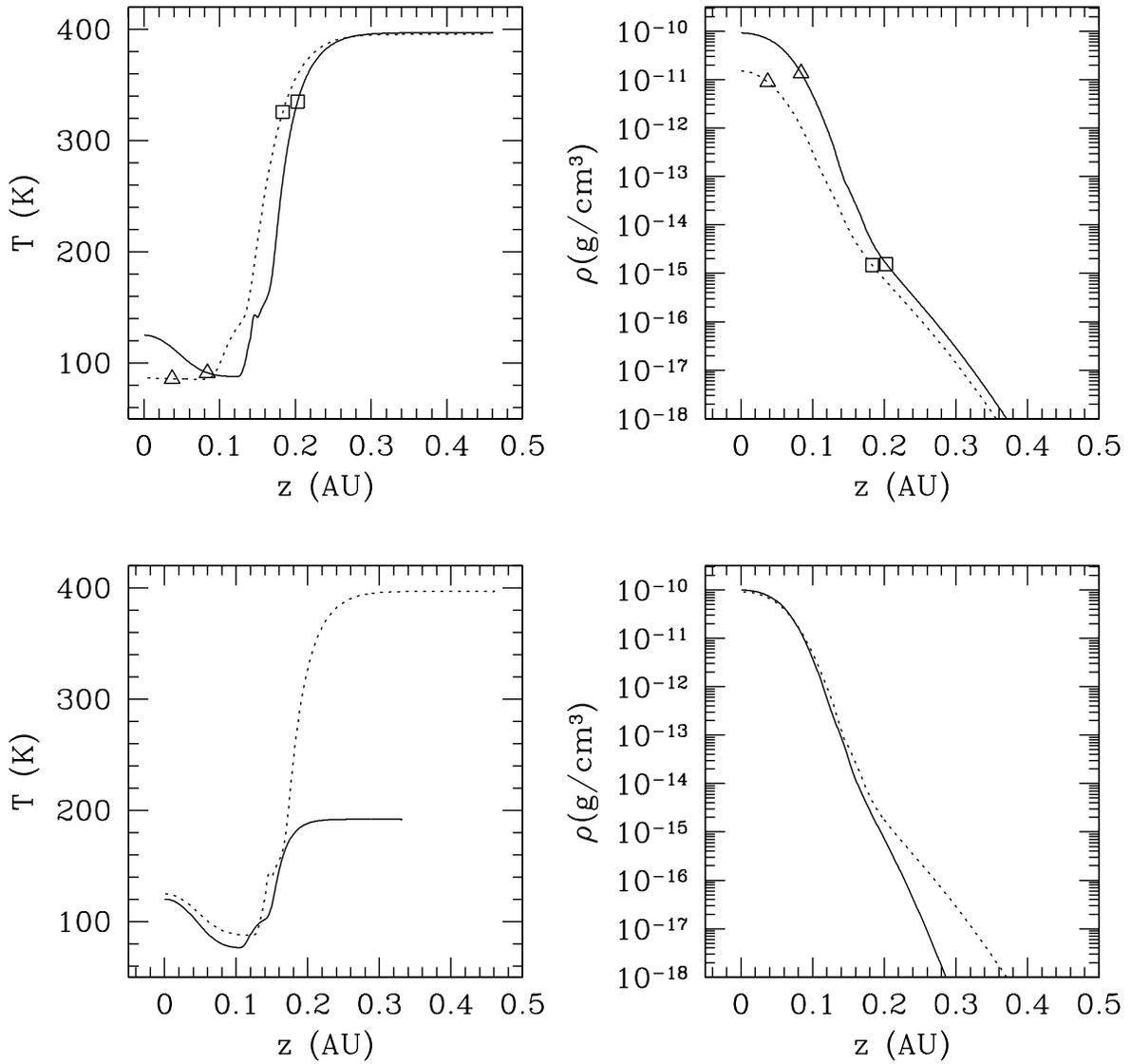


Figura 4.6: Temperatura y densidad como función de altura, a $R=1$ UA. **Paneles superiores** muestran la estructura vertical de un disco de $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (línea punteada) y uno de $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ (línea sólida). El cuadrado muestra la altura de la superficie de irradiación, z_s , y el triángulo, la altura fotosférica, z_{phot} . **Paneles inferiores** comparan las estructuras verticales de un disco con $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ con solo silicatos (línea sólida) con un disco de silicatos y grafito (línea punteada).

principalmente en el NIR y hasta 10-12 μm .

La figura (4.7) presenta el espectro sintético de varios modelos de discos, así como las diferentes contribuciones que mencionamos. En esta figura, todos los discos tienen un radio externo $R_d=100$ UA, pero en el panel (b) los discos tienen diferentes radios externos. Los granos que están en estos discos son segregados de silicato y grafito, los que tienen silicatos (50 % del volumen del grano está ocupado por olivinas y 50 % por piroxenas) está va a ser la composición de “silicatos estándar”, que usaremos en lo que sigue. Los espectros sintéticos se comparan con el espectro observado F04147+2822.

En el NIR la emisión de la pared domina su contribución al espectro total emergente y también presenta la banda de 10 μm cuando tiene solo granos de silicatos. Sin embargo a longitudes de onda más largas contribuye más la emisión del disco y presenta las bandas de 10 y 18 μm . La banda de 10 μm parece tener un mejor ajuste al espectro observado con una pared y un disco de granos segregados de silicato y grafito, con $R_d=10$ UA. Pero, a partir de $\lambda \gtrsim 14$ μm , el modelo presenta un exceso en el flujo emergente que se logra reducir con un disco de radio más chico ($R_d=1$ UA). Sin embargo, con este radio más chico la banda de 10 μm y 18 μm presentan un déficit en el flujo. Posiblemente se podría reducir este exceso si se incluyera el efecto del “asentamiento”.

Como casi no hay distinción en los casos de diferentes tasas de acreción, vamos a considerar $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1}$, que es un valor típico medido en estrellas T Tauri.

4.5.3. Sólo silicatos

En esta subsección discutiremos y presentaremos espectros sintéticos, donde los granos están compuestos de silicatos y se varía la fracción en masa de polvo a gas y el grado de porosidad. Los discos tienen un radio externo de $R_d=100$ UA. Los espectros sintéticos se comparan con F04147+2822.

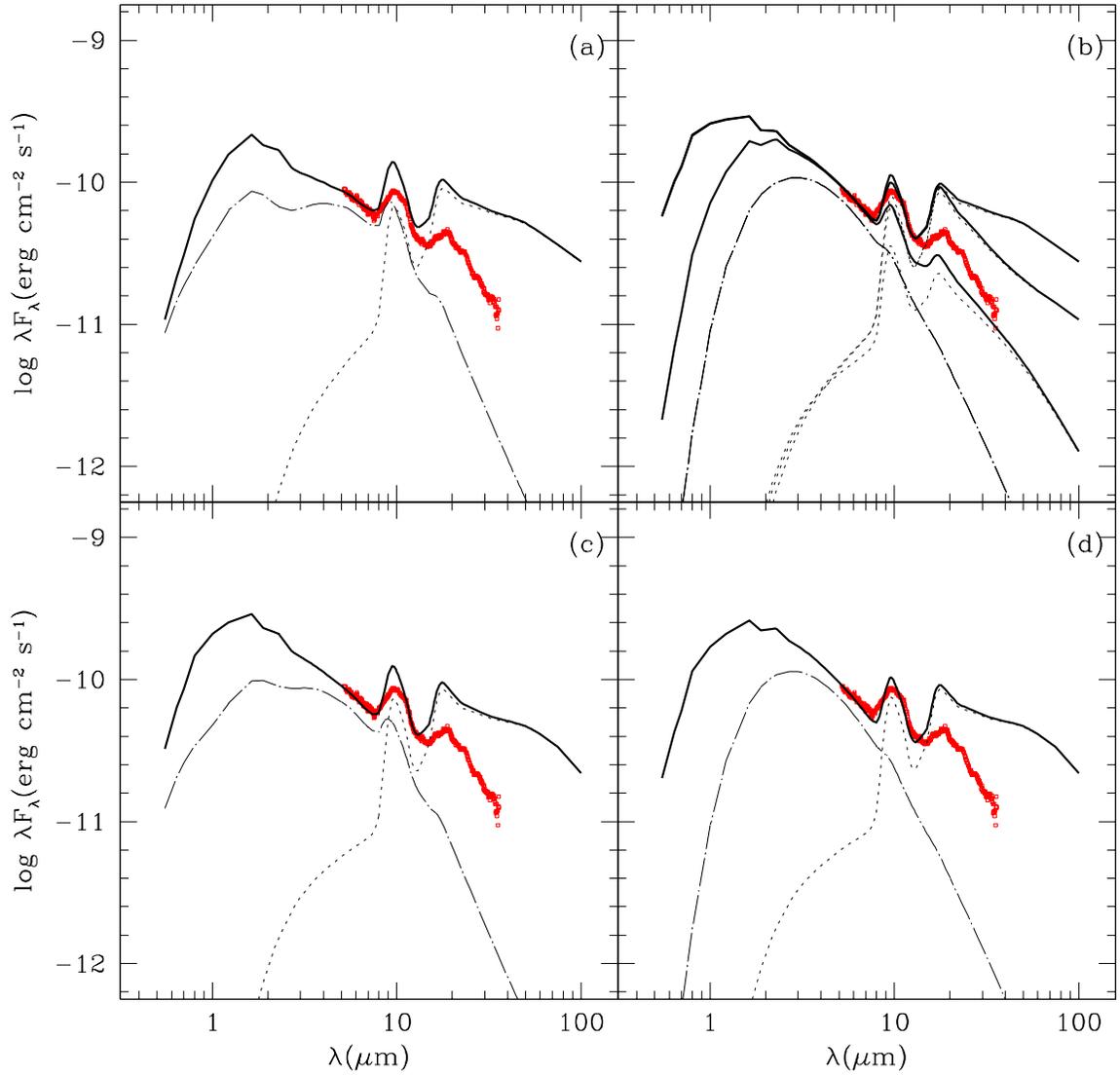


Figura 4.7: Diferentes componentes del espectro: Espectro de disco + estrella extinguida por el disco + pared (línea sólida), pared interna (línea de punto-rayas) y disco externo (línea punteada). Los paneles de arriba muestran los casos de $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, y los de abajo, $\dot{M} = 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. En los paneles de la izquierda (a y c), la pared no incluye grafito, mientras que en los paneles de la derecha (b y d), si se incluye grafito, con $\xi_{graf}=0.0025$. En el panel (b) se muestran los casos de discos de distintos radios externos $R_d=100, 10$ y 1 UA. En el resto de los paneles, los discos tienen $R_d=100$ UA. El espectro de F014147+2822 se presenta con línea roja. La abundancia del silicato $\xi_{sil}=0.004$.

- **Variando la fracción en masa de polvo a gas**

La figura (4.8) presenta espectros sintéticos para distintas abundancias de silicatos. Los granos son compactos, es decir $f_v=0$.

Encontramos que tanto la temperatura como el flujo de la pared son independientes de la abundancia. El hecho de que la temperatura no cambie con la abundancia, se debe a que la atmósfera de la pared es ópticamente delgada y el grano está en equilibrio radiativo, dando como resultado que la abundancia incluida en el calentamiento de la ecuación se cancela con la incluida en el enfriamiento. La razón por la que el flujo es independiente de la abundancia no es tan obvia. En D'Alessio et al. (2005) se puede ver que lo relevante en el cálculo del flujo es el cociente $\frac{\kappa_\lambda}{\chi_\lambda}$, donde κ_λ es el coeficiente de absorción verdadera monocromática del polvo y χ_λ es la opacidad, y ambos coeficientes son proporcionales a ξ , dando como resultado que el flujo es independiente de la abundancia. Por otro lado, la pared domina la emisión total en la banda de $10 \mu m$, al considerar un disco sin granos segregados de grafito.

El espectro total sí es sensible a la abundancia a $\lambda \lesssim 1 \mu m$, conforme aumenta la abundancia disminuye la emisión a este intervalo espectral. Esto es de esperarse, porque cuando hay mayor cantidad de granos la radiación de la estrella es más eficientemente extinguida provocando una disminución en su contribución al espectro.

La banda de $10 \mu m$ casi no cambia al variar la abundancia, porque domina la emisión de la pared. Sin embargo, tampoco cambia mucho la emisión de la banda producida por el propio disco, aunque sí cambia la banda de $18 \mu m$ y el exceso de emisión en el continuo. En particular, el exceso de emisión crece con la abundancia, porque mientras mayor sea la abundancia, se tiene una superficie de irradiación más alta y se intercepta más radiación estelar.

Es interesante notar que el valor mínimo que hemos considerado de la abundancia es 10 veces menor que valores típicos del MI y el cambio en el espectro no es enorme, es decir con una pequeña cantidad de granos pequeños se obtiene un espectro con un exceso en el infrarrojo.

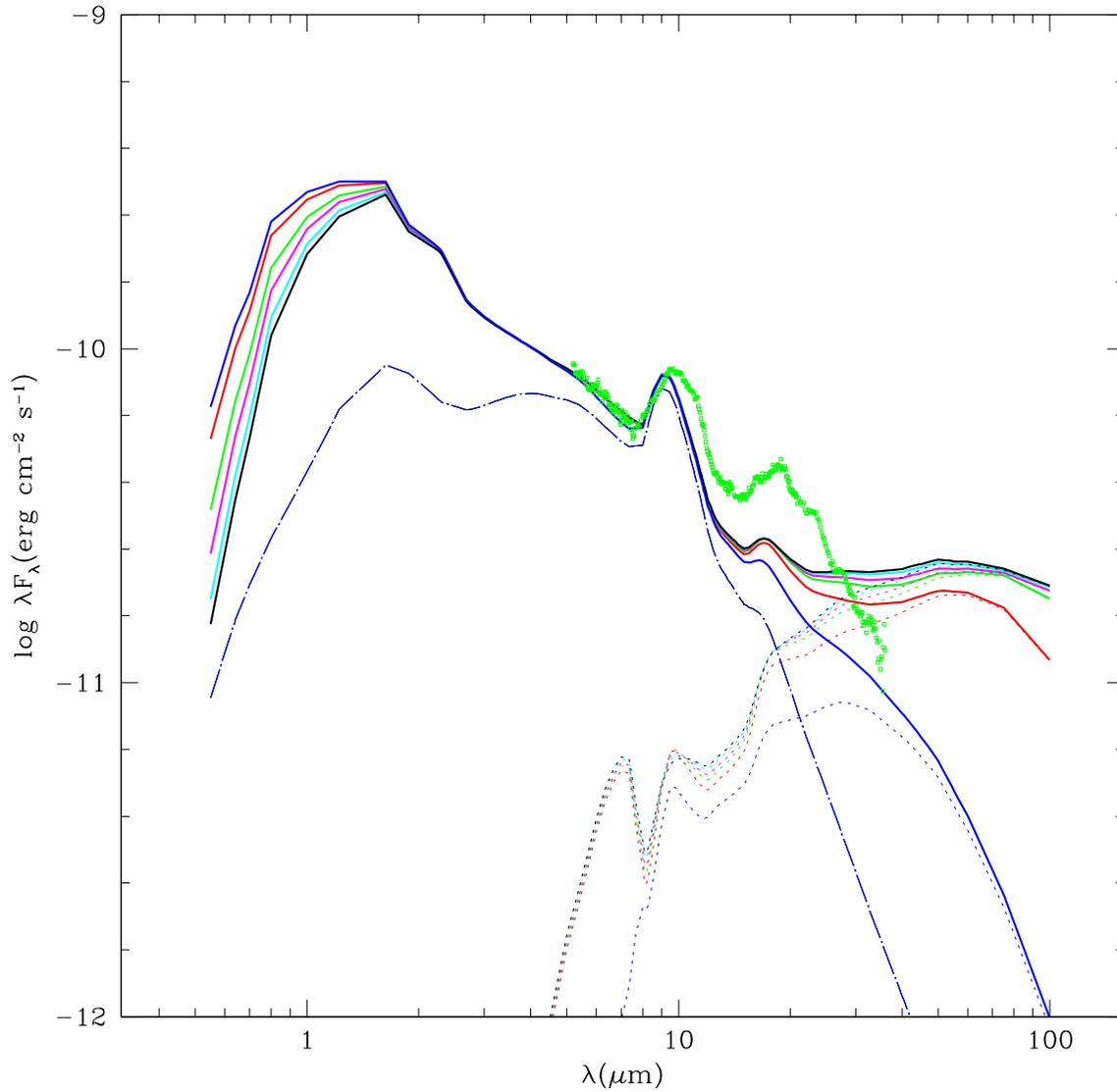


Figura 4.8: Espectros de discos de $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, en los que el polvo está compuesto solo de silicatos, con distintas abundancias $\xi_{sil}=0.00004$ (azul), 0.0004 (rojo), 0.002 (verde), 0.004 (magenta), 0.008 (cian), 0.012 (negro). Con línea punteada se muestra la contribución del disco, con línea de puntoraya la de la pared (que es independiente de ξ_{sil}) y con línea sólida se muestra el espectro total, incluyendo la contribución de la estrella extinguida por los discos. Estos tienen $R_d=100$ UA y $i=60^\circ$.

- **Variando el grado de porosidad**

La figura (4.9) presenta espectros, temperaturas y alturas de los modelos de discos para diferentes grados de porosidad. El coeficiente de absorción se muestra como referencia.

Encontramos que el flujo de la pared es sensible al grado de porosidad. Por ejemplo a $\lambda \lesssim 2 \mu m$, el flujo es mayor para granos compactos y disminuye conforme el grado de porosidad aumenta. Sin embargo, entre $\lambda=2 \mu m$ y $\lambda=8 \mu m$ ocurre lo contrario y en la banda de $10 \mu m$ los granos compactos son los que presentan más emisión. Por otro lado la emisión del disco aumenta con el grado de porosidad, excepto en la banda de $18 \mu m$.

Como se discutió en la primera parte de la tesis, para una distribución de tamaños, los granos porosos son más opacos en las bandas de 10 y $18 \mu m$. De esto, en principio se esperaría que la emisión de las bandas fuera mayor con granos porosos, pero esto no es lo que se observa. Este ejemplo muestra la compleja relación de la opacidad con la estructura del disco. También como se puede ver en la figura, el gradiente de temperatura y la altura cambian en diferentes zonas del disco con el grado de porosidad. Todas estas variaciones complican el análisis de los espectros.

En la figura (4.10) se presentan espectros donde un modelo tiene $a_{max}=0.25 \mu m$ y el otro $a_{max}=1 \mu m$, cada panel corresponde a diferentes grados de porosidad. Encontramos que la emisión de la pared no cambia para diferentes tamaños máximos donde $f_v=0$, pero sí es sensible cuando los granos son porosos. Estos cambios del espectro de la pared influyen en el perfil de la SED total, principalmente en el NIR y en la banda de $10 \mu m$. En el disco con granos compactos, las bandas de emisión son mayor para $a_{max}=0.25 \mu m$, y a longitudes de onda más largas la emisión es mayor para $a_{max}=1 \mu m$.

4.5.4. Silicatos amorfo + grafito

El grafito es un buen absorbedor a longitudes de onda donde la estrella irradia al disco y como tal contribuye de manera significativa a la temperatura

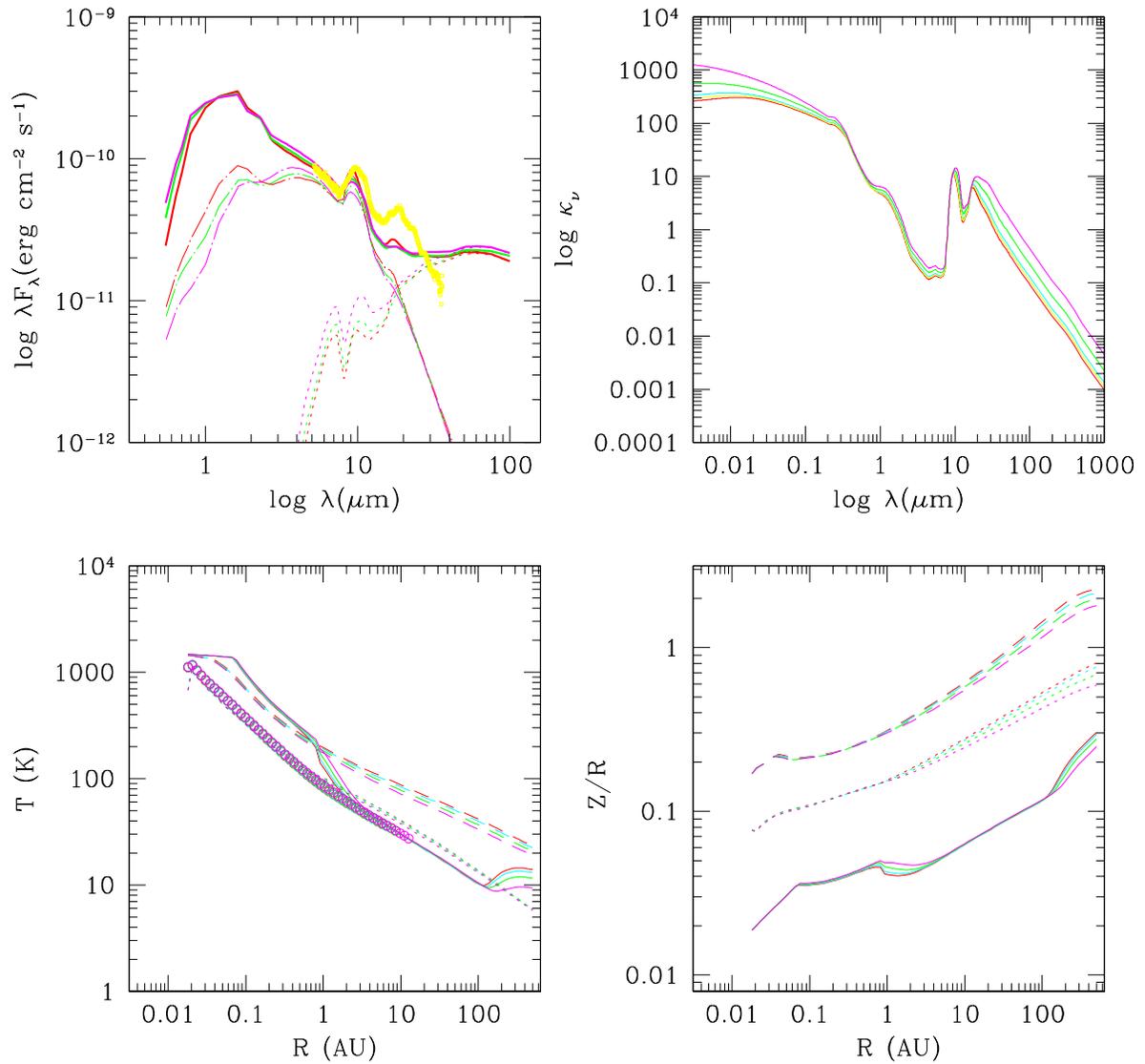


Figura 4.9: Modelos de disco de $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, en los que el polvo está compuesto solo de silicatos, con abundancia $\xi_{sil}=0.004$ y diferentes grados de porosidad. Panel superior izquierdo: muestra las SEDs para $f_v=0$ (rojo), 0.5 (verde) y 0.8 (magenta). Con línea punteada se muestra la contribución del disco, con línea de punto-rayita la de la pared y con línea sólida se muestra el espectro total, incluyendo la contribución de la estrella extinguida por los discos. Estos tienen $R_d=100$ UA y $i=60^\circ$. Panel superior derecho muestra el coeficiente de absorción para los modelos de polvo usados. Se agregan los casos de $f_v=0.1$ (amarillo) y 0.2 (azul). Páneles inferiores: Temperaturas y alturas de los modelos de discos. El espectro F014147+2822 se presenta con línea mostaza.

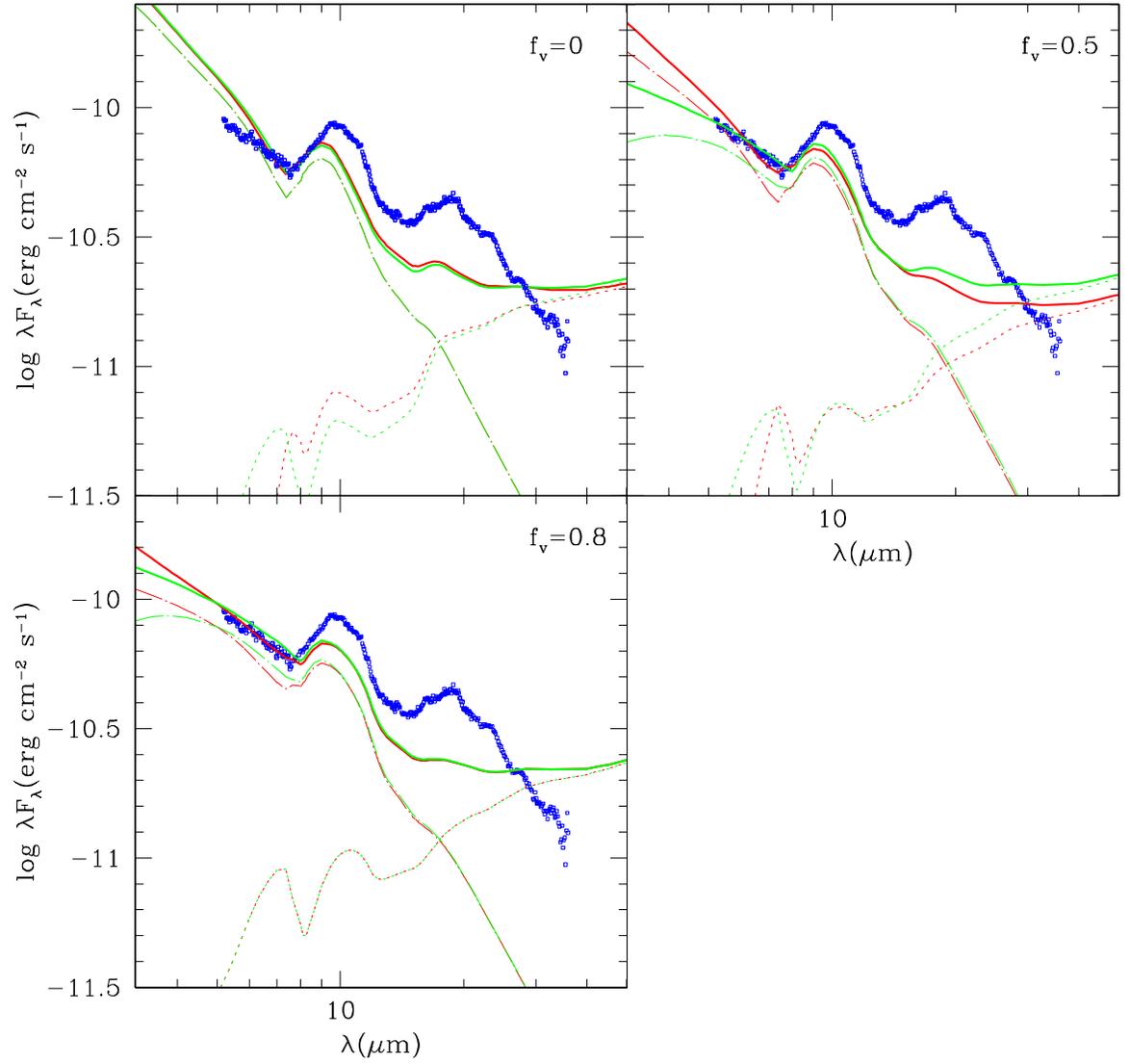


Figura 4.10: Espectros de discos de $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1}$, en los que el polvo está compuesto solo de silicatos, $\xi_{sil}=0.004$. Con línea punteada se muestra la contribución del disco, con línea de punto-rayas la de la pared, con línea sólida se muestra el flujo total, incluyendo la contribución de la estrella extinguida por los discos. Estos tienen $R_d=100$ UA y $i=60^{\circ}$. Cada panel corresponde a diferentes f_v . En color rojo se grafica la SED para $a_{max}=1 \mu m$ y en color verde, para $a_{max}=0.25 \mu m$. El espectro F014147+2822 se presenta con línea de color azul.

(ver por ejemplo la figura 4.6). En esta subsección se consideran modelos de polvo para el caso de granos compuestos de silicato y grafito, con $\xi_{sil}=0.004$ y $\xi_{gra} = 0.0025$. En este tipo de granos se debe tener cuidado en escoger un factor de llenado para las inclusiones tal que se conserven las abundancias de ambos ingredientes. Como en este caso los granos tienen inclusiones de piroxenas y olivinas, sus respectivas abundancias son $\xi_{oliv}=0.002$ y $\xi_{pirox}=0.002$ y sus respectivas densidades $\rho_{oliv}=\rho_{pirox}=3.3 \text{ gr cm}^{-3}$, con un factor de llenado de $f_{oliv}=f_{pirox}=0.263$, mientras que para el grafito $\xi_{gra}=0.0025$ y $\rho_{graf}=2.3 \text{ gr cm}^{-3}$. La abundancia total de estos granos compuestos debe de ser $\xi=0.0065$, mientras que la densidad total de masa promedio de cada grano es $\rho_d=2.82 \text{ gr cm}^{-3}$.

En la figura (4.11) se presentan espectros sintéticos de discos en el infrarrojo, con granos de puro silicatos, segregados de silicatos y grafito, y compuestos de silicato y grafito.

El modelo que presenta un exceso de emisión en las bandas es el que tiene una pared de silicatos y un disco con granos segregados de silicato y grafito. Por otro lado, con una pared de granos segregados de silicatos y grafito la banda de $10 \mu m$ en la emisión total parece tener un mejor ajuste con la banda del espectro observado, pero no la banda de $18 \mu m$.

Encontramos que el espectro total que parece tener un mejor ajuste con el espectro observado de F04147+2822 a $\lambda < 20 \mu m$ es el modelo que tiene una pared de puro silicatos y un disco de granos compuestos de silicato y grafito. Una conclusión importante es que no es lo mismo sumar opacidades de ingredientes separados que calcular opacidades a partir de funciones dieléctricas promedio (de acuerdo a la EMT) con los mismos ingredientes y mismas abundancias.

4.5.5. Silicato amorfo + carbono amorfo

En el primer panel de la figura (4.12) se comparan SEDs de un disco con puro silicatos y un disco con granos compuestos de silicatos y carbono amorfo; ahora la abundancia y la densidad del grafito de la subsección anterior es para el carbono amorfo. La emisión del disco domina para granos

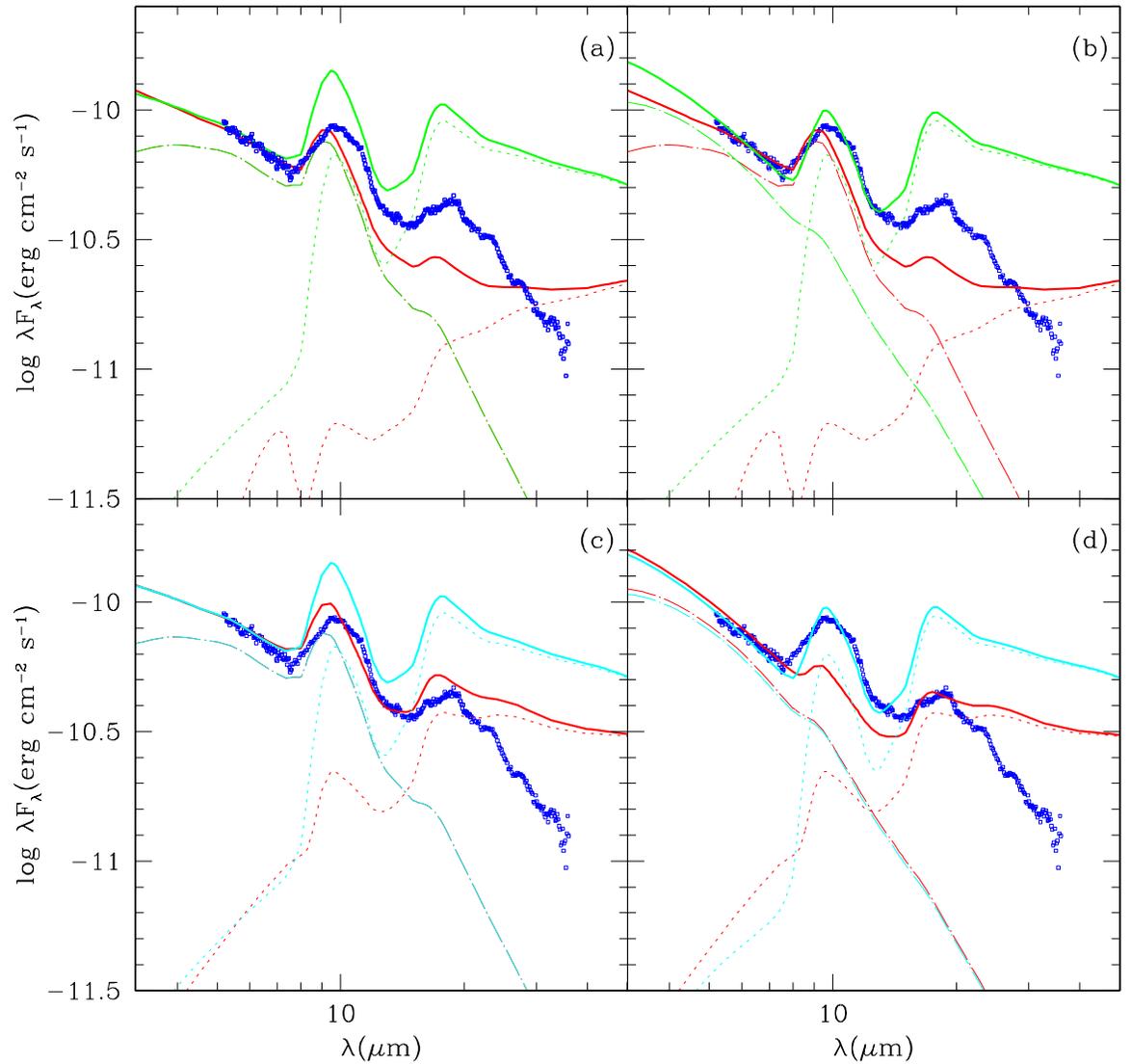


Figura 4.11: Espectros sintéticos de discos de $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, $R_d=100 \text{ UA}$, $i=60^{\circ}$ cuyo polvo esta compuesto de silicatos + grafito, con $\xi_{sil}=0.004$ y $\xi_{graf}=0.0025$, $p=3.5$, $a_{max}=0.25 \mu m$. En cada caso se muestra la contribución del disco (línea de punto-rayas), la total, incluyendo la contribución de la estrella extinguida por el disco (línea sólida) y el espectro observado de F014147+2822 (línea amarilla). **Panel a.** Disco con puro silicato (rojo) y disco con granos segregados de silicatos y grafito (verde). Se suma el espectro de una pared con solo silicatos. **Panel b.** Lo mismo que el izquierdo pero se suma una pared con silicatos y grafito, en el caso del disco con grafito. **Panel c.** Disco con granos segregados de silicatos y grafito (cian) y disco con granos compuestos de silicatos y grafito (rojo). Se suma el espectro de una pared con solo silicatos. **Panel d.** Lo mismo que el izquierdo pero se suma una pared con silicatos y grafito. El espectro F014147+2822 se presenta con línea de color mostaza

compuestos de carbono amorfo y silicatos, similar al caso de un disco con granos compuestos de grafito y silicatos. Este exceso de emisión se debe a que el carbono amorfo como el grafito son buenos absorbedores a longitudes de onda cortas donde es importante la emisión de la estrella.

En el segundo panel se muestra una comparación de las SEDs de un disco con granos compuesto de silicato y carbono amorfo con un disco de granos compuestos de silicato y grafito. En cada caso se suma el espectro de la pared correspondiente a los granos considerado para el disco. La emisión total en la banda de $10 \mu m$ para los dos modelos es muy baja, debido a que la pared no presenta las bandas. Como se vió en la primera parte de la tesis el carbono tiende a desaparecer las bandas de silicatos, cuando están presentes en un mismo grano.

Hasta ahora encontramos dos modelos que parecieran mejor ajustar al espectro observado. El de un disco con granos compuestos de silicato y carbono amorfo, y el de un disco con granos compuestos de silicato y grafito. En ambos modelos, la pared es de puro silicatos.

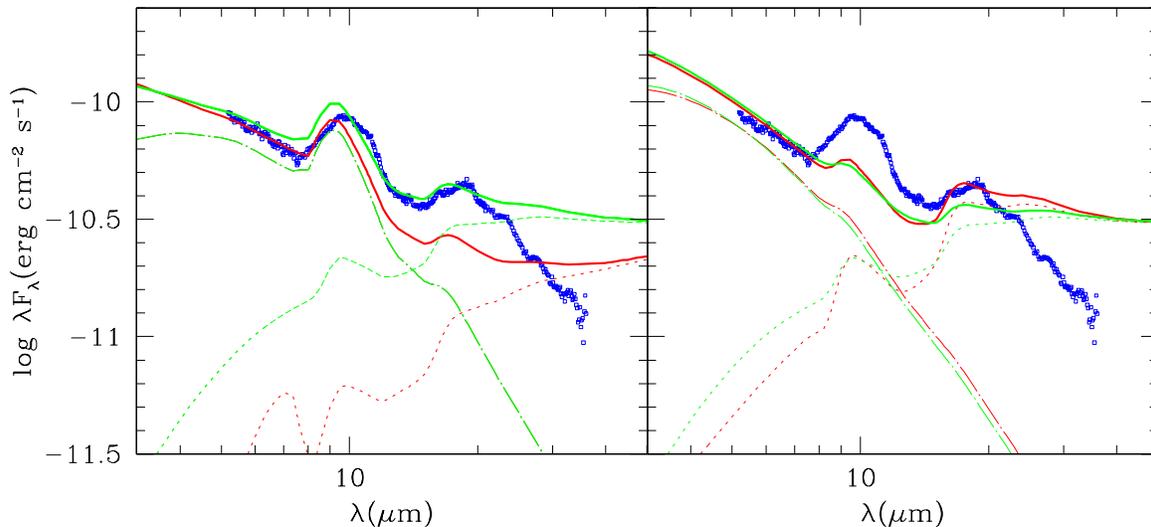


Figura 4.12: **Panel izquierdo** SEDs para un disco con granos compuestos de silicatos y carbono amorfo (verde) y un disco con granos de puro silicatos (rojo). En ambos casos se suma el espectro de una pared, con puro silicatos. **Panel derecho** SEDs de discos con granos compuestos de silicatos y carbono amorfo (verde) y de silicatos y grafito (rojo). En cada caso se suma el espectro de la pared correspondiente a los granos considerados para el disco. El espectro F014147+2822 se presenta con línea de color azul.

4.5.6. Silicato amorfo + hielo de agua

Como se vió en el capítulo 3, el hielo presenta varios picos en la opacidad. En esta subsección se explora su efecto en los modelos de discos para dos factores de llenado $f_{hielo}=0.2$ y 0.6 .

Los paneles superiores de la figura (4.13) presentan espectros de modelos, donde el polvo en los discos esta compuesto de hielo y silicatos; en el panel (a) la pared tiene solo silicatos y el (b) son granos compuestos de silicato y carbono amorfo. En la pared no se considera hielo, porque la temperatura es de $T_{sub}=1400$ K y el hielo no puede existir a esta temperatura. Los paneles inferiores, a diferencia de los superiores los granos son porosos con $f_v=0.8$.

La presencia de hielo produce varios rasgos en la SED total. Primero, aparece una banda de absorción a $\lambda=3 \mu m$. Esta banda se produce porque el hielo en el disco externo absorbe radiación proveniente de la estrella y la pared. Segundo, muestra un déficit en el flujo entre $\lambda=20$ y $40 \mu m$. Tercero, aparecen un par de bandas de emisión a 45 y $60 \mu m$, que disminuyen con la porosidad. Por otro lado, la figura (4.14) muestra cómo cambia el espectro del disco con su ángulo de inclinación. Si el disco tiende a una inclinación de canto, la banda de emisión a $10 \mu m$ y la de $11 \mu m$, de silicatos y hielo de agua respectivamente, pasa a ser una banda de absorción ancha, indicando que el hielo y los silicatos del disco externo absorben la emisión térmica del disco interno.

En particular, ninguno de estos modelos logran un mejor ajuste del espectro observado F04147+2822.

4.5.7. Silicato amorfo + carbono amorfo + hielo

En esta subsección exploraremos espectros sintéticos de modelos con granos compuestos que tienen máximo 3 ingredientes. En la tabla 6 se listan los ingredientes con sus respectivas abundancias y factores de llenado.

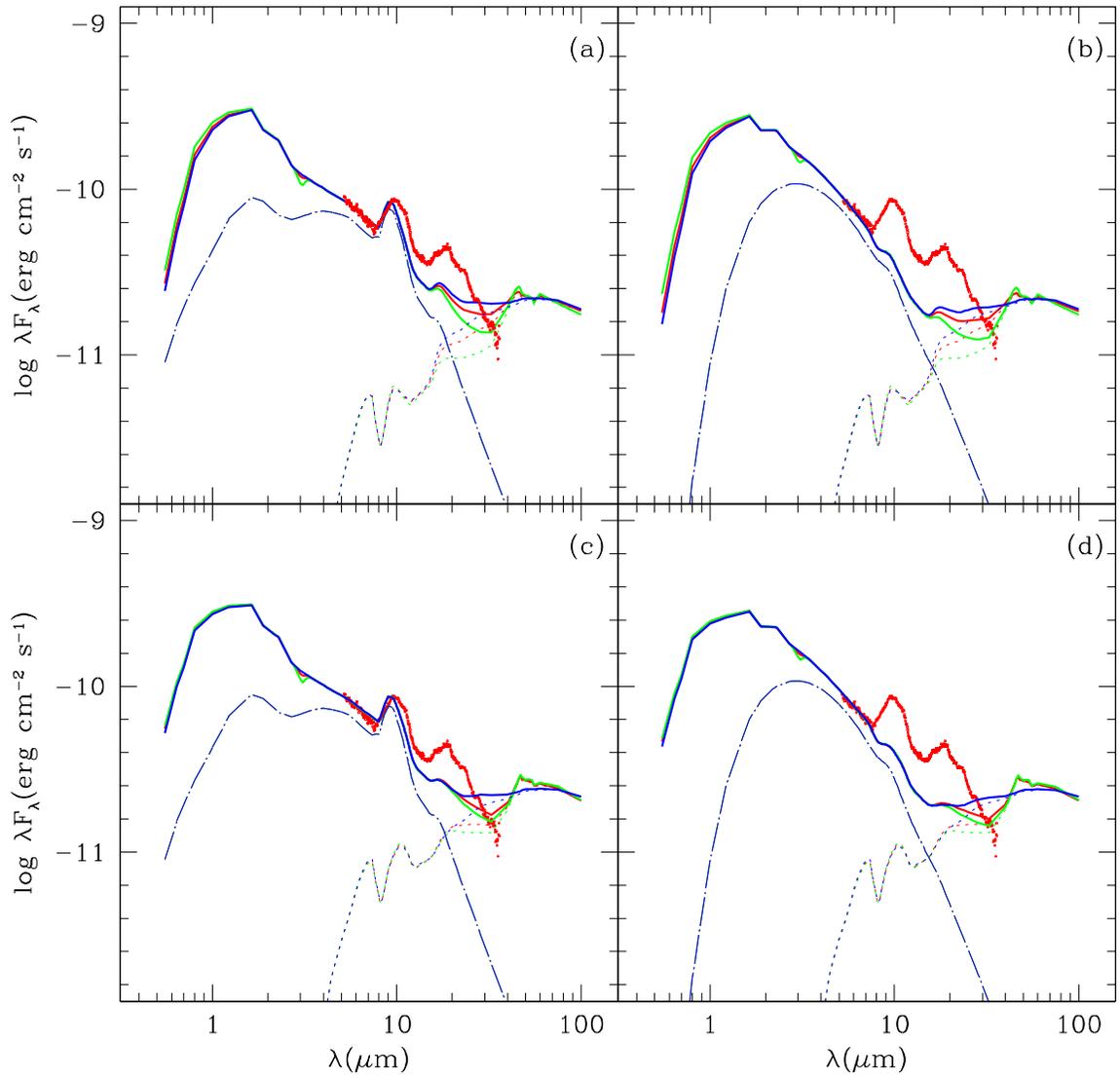


Figura 4.13: Los paneles superiores corresponden a $f_v=0$ y los inferiores a $f_v=0.8$. Se grafica la SED total (línea sólida), la contribución de la pared (línea de punto-rayas) y la del disco (línea punteada). Paneles a y c: SEDs del disco con granos incrustados de silicatos y hielo, con $f_{hielo}=0$ (azul), 0.2 (rojo) y 0.6 (verde). En todos los casos se suma el espectro de la misma pared, con puros silicatos. Paneles b y d, igual que en los paneles izquierdos, pero se suma una pared con granos segregados de silicatos y grafito.

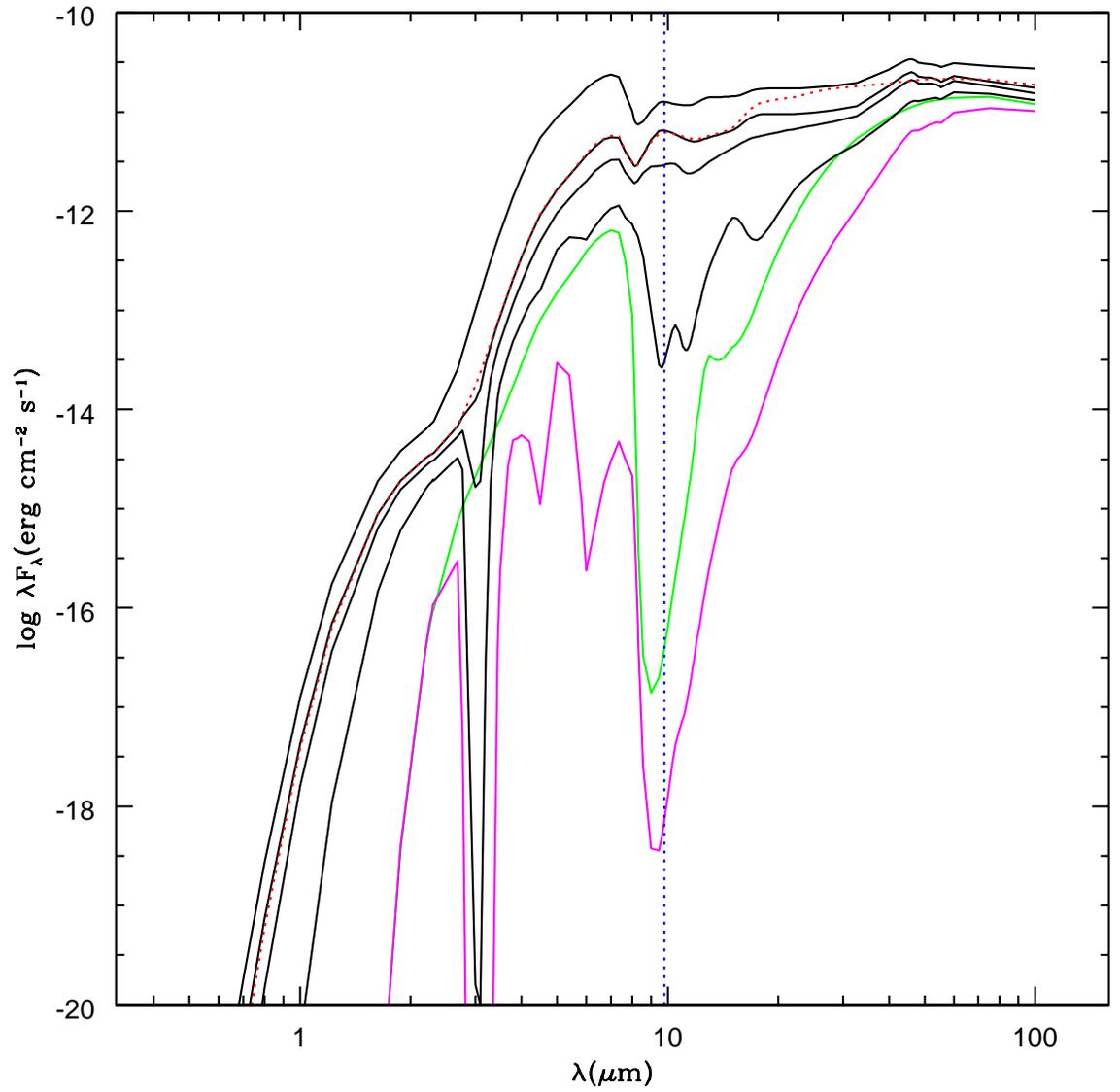


Figura 4.14: SEDs de solo el disco con granos incrustados de silicatos y hielo donde se cambia el ángulo de inclinación del eje del disco respecto a la visual, $\cos(i)=0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ y 1. El caso de $\cos(i)=0.2$, con línea sólida y magenta. Por comparación, se grafica la SED de un disco de puro silicatos, con $\cos i=0.2$ (línea sólida verde) y con $\cos i=0.5$ (línea roja punteada). Se marca con una línea vertical azul la posición de la banda de silicatos en emisión en el espectro menos inclinado.

Tabla 6								
ingrediente	carbono	carbono	olivina	olivina	piroxena	piroxena	hielo	hielo
nombre	ξ_c	f_c	ξ_{oliv}	f_{oliv}	ξ_{pirox}	f_{pirox}	ξ_{hielo}	f_{hielo}
samci1	0.0025	0.2468	0.002	0.1376	0.002	0.1376	0.002	0.478
samci2	0.0025	0.1327	0.002	0.0740	0.002	0.0740	0.0056	0.7194
samci3	0.004	0.3439	0.002	0.1199	0.002	0.1199	0.002	0.4164
samci4	0.004	0.1966	0.002	0.0685	0.002	0.0685	0.0056	0.6664
samc1	0.0025	0.4728	0.002	0.2636	0.002	0.2636	0	0
samc2	0.004	0.5893	0.002	0.2050	0.002	0.2050	0	0

La figura (4.15) presenta espectros de discos que contienen granos compuestos como los que se listan en la tabla 6. Encontramos que la emisión del disco es mayor cuando los granos tienen carbono amorfo. Por otro lado, conforme la abundancia del hielo aumenta, la banda de absorción a $3 \mu m$ y de emisión a $45 \mu m$ son más prominentes y presenta el déficit de emisión a 20 y $40 \mu m$, como era de esperarse.

Ninguno de estos modelos logra reproducir el espectro observado F04147+2822. Sin embargo, el modelo con una pared de puro silicatos y un disco con granos compuestos de silicato amorfo, carbono amorfo y hielo con abundancias del caso samci3 (tabla 6), se logra un mejor ajuste entre el continuo de las bandas F04147+2822.

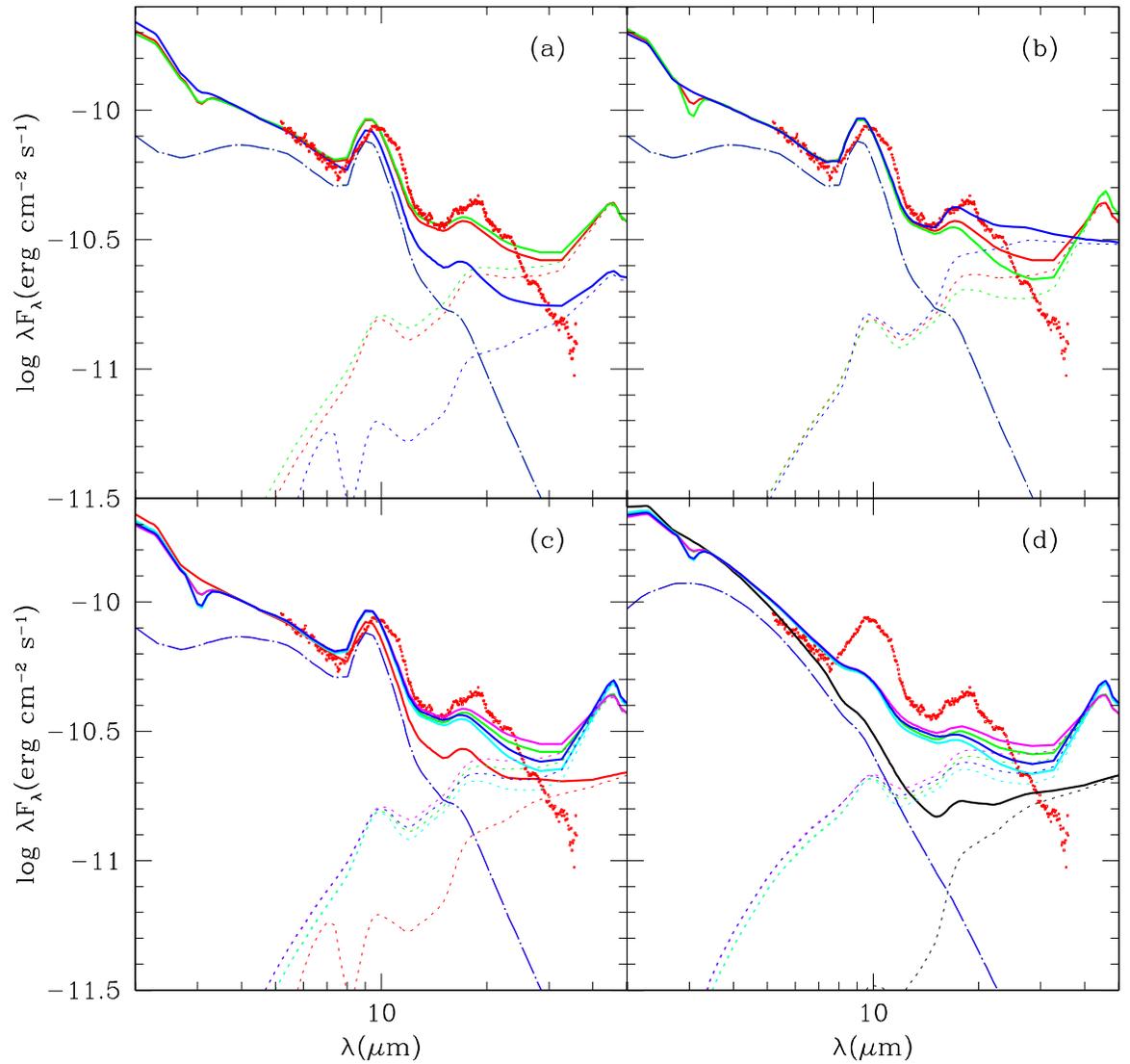


Figura 4.15: **Panel a.** Se varía la abundancia de carbono amorfo: sin carbono amorfo (azul), samci1 (rojo) y samci3 (verde) (ver tabla 6). **Panel b.** Se varía la abundancia de hielo: sin hielo (azul), samci1 (rojo) y samci2 (verde). Se suma una pared interna de puros silicatos. **Panel c.** Se varían abundancias de carbono amorfo y hielo y se compara con un modelo de puros silicatos (rojo). **Panel d.** Lo mismos que en el panel c, pero se suma una pared con granos compuestos de silicatos y carbono amorfo.

4.5.8. Silicatos cristalinos

El tipo de silicatos cristalinos que consideramos ahora es la forsterita, que de acuerdo con B. Sargent (comunicación privada) es el ingrediente cristalino responsable de la subestructura de la banda de $18 \mu m$. La figura (4.16) presenta espectros de discos con granos de polvo con forsterita, en los que se varía la abundancia relativa de este ingrediente. En la tabla 7 se presentan los ingredientes con sus respectivas abundancias y factores de llenado.

El bump de la pared a $\lambda \approx 3 \mu m$ es mayor con granos compuestos de silicato amorfo, forsterita y grafito. Sin embargo, con una pared de granos de puro silicato (amorfos y cristalinos) la pendiente en el NIR es más similar a la de F014147+2822 y tiene mayor emisión la banda de $10 \mu m$.

La presencia de la forsterita produce varios picos en el espectro a partir del MIR, que es un rasgo característico de los silicatos cristalinos. Es interesante notar que el perfil de la banda de $18 \mu m$ de F04147+2822 presenta rasgos similares a los del espectro sintético cuando los granos tienen forsterita, confirmando la identificación de estas características espectrales por B. Sargent.

El modelo que da un mejor ajuste con la pendiente mostrada en el NIR y las bandas de F04147+2822, tiene un disco con granos compuestos de silicato amorfo, forsterita y grafito, y una pared de silicatos amorfo.

Tabla 7								
ingrediente	olivina	olivina	piroxeno	piroxeno	fosterita	fosterita	carbono	carbono
nombre	ξ_{oliv}	f_{oliv}	ξ_{pirox}	f_{pirox}	ξ_{foste}	f_{foste}	ξ_c	f_c
sfamc1	0.002	0.233	0.002	0.233	0.001	0.1165	0.0025	0.41
sfamc2	0.002	0.1862	0.002	0.1862	0.001	0.0931	0.004	0.53
sfamc3	0.002	0.2086	0.002	0.2086	0.002	0.2086	0.0025	0.37
sfamc4	0.002	0.1704	0.002	0.1704	0.002	0.1704	0.004	0.48

En el primer panel de la figura (4.17) se compara el espectro de un disco con granos compuestos de silicatos amorfos; forsterita y carbono amorfo,

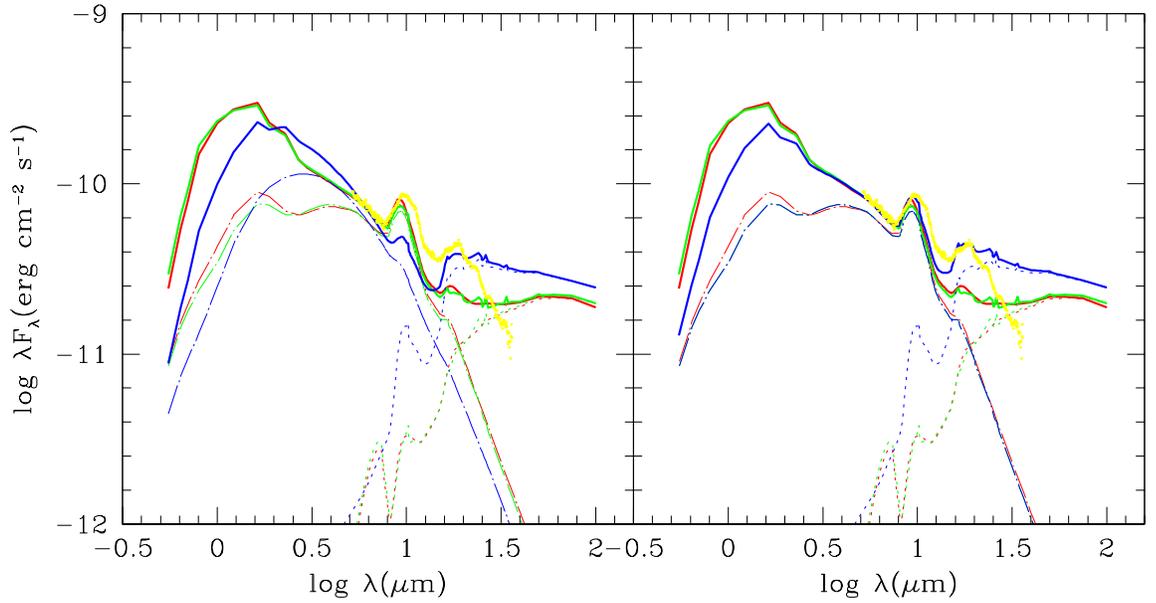


Figura 4.16: **Panel izquierdo.** SED para un disco con silicatos amorfos (rojo), silicatos amorfos+fosterita+grafito (azul). En cada caso se suma la SED de una pared con polvo de la misma composición química del disco. **Panel derecho.** SEDs similares al panel izquierdo, pero en el caso del disco con polvo con grafito, se suma una pared con puros silicatos. Las abundancias son: $\xi_{pironx}=0.002$, $\xi_{olv}=0.002$, fosterita $\xi_{foster}=0.001$ y $\xi_{graf}=0.0025$. Se grafican la SED total (línea sólida), la del disco (línea punteada) y la de pared (punto-rama).

con un disco de granos compuestos de silicatos amorfos; forsterita y grafito, ambos modelos tienen las mismas abundancias y $\xi_c = \xi_{gra} = 0.0025$. En el otro panel se muestra en más detalle la zona alrededor de ambas bandas.

La emisión del disco a $\lambda < 20 \mu m$ es bajo comparado con el espectro observado. Es importante resaltar que el espectro del disco si muestra un perfil parecido a la banda de $18 \mu m$ observada y es la contribución de la pared interna la que distorsiona dicho perfil.

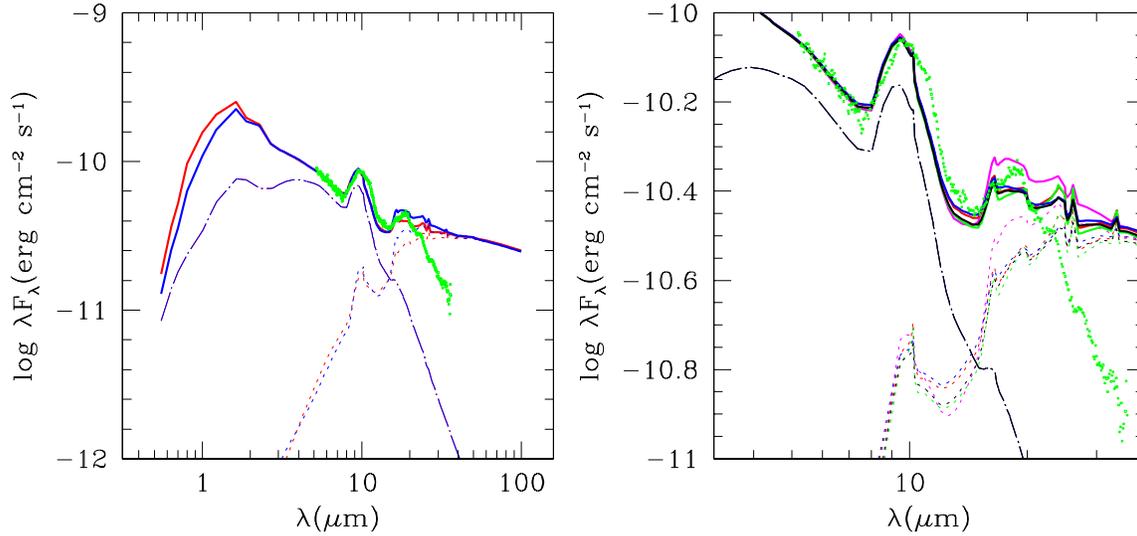


Figura 4.17: **Panel izquierdo.** SEDs de discos con silicatos amorfos+fosterita+grafito (azul), con el mismo cociente. En cada caso se suma la SED de una pared con puros silicatos (cristalinos y amorfos). **Panel derecho.** SEDs similares al panel izquierdo, pero en el caso del disco con polvo con grafito, se suma una pared con puros silicatos. Las abundancias son: $\xi_{pirox}=0.002$, $\xi_{olv}=0.002$, forsterita $\xi_{foster}=0.001$ y $\xi_{graf}=0.0025$. Se grafican la SED total (línea sólida), la del disco (línea punteada) y la de pared (punto- raya).

4.5.9. **Papel de la distribución de tamaños**

Para reducir las posibilidades del papel que juega la distribución de tamaños en los espectros sintéticos de discos, consideramos $p = 3.5$, $a_{min}=0.005 \mu m$ y $a_{max}=0.25, 1, 2, 3$ y $4 \mu m$. En la figura (4.18) se presentan espectros de estos tamaños máximos.

En el panel (a) la emisión de la pared en el NIR aumenta con el tamaño máximo de los granos. Esto parece contradecir lo mostrado anteriormente, ya que con granos más chicos la opacidad es mayor y esto ocasiona que se tenga más emisión. En realidad, lo que ocurre es que el radio de la pared aumenta con el tamaño máximo (ver D'Alessio et al. 2005), implicando que la pared este más cerca de la estrella. Como la estrella irradia eficientemente en el NIR, la emisión de la pared aumenta. De hecho los radios de sublimación para $a_{max}=0.25, 1, 2, 3$ y $4 \mu m$, son 0.081, 0.072, 0.065 y 0.062 UA, respectivamente.

En el panel (b) la banda de $10 \mu m$ en la emisión total casi no varia para diferentes tamaños máximos, porque se suma la emisión de una pared con un solo tamaño máximo. Por otro lado, en el panel (c) la banda de $10 \mu m$ presenta un déficit en la emisión total debido a que el grafito tiende a desaparecer la banda.

Por ultimo, en el panel (d) se compara el que consideramos el mejor modelo para F014147+2822 con un modelo que tiene un disco sin pared. Se puede ver claramente que el espectro sin pared presenta una disminución del flujo total a $\lambda \lesssim 18 \mu m$ y este intervalo de λ esta muy lejos del flujo de F04147+2822.

En la figura (4.19) se ilustra el mejor modelo que consideramos que tiene un mejor ajuste para el espectro observado F04147+2822 a $\lambda < 30 \mu m$. A continuación, en el siguiente capítulo se presentaran las discusiones y conclusiones de esta parte de la tesis.

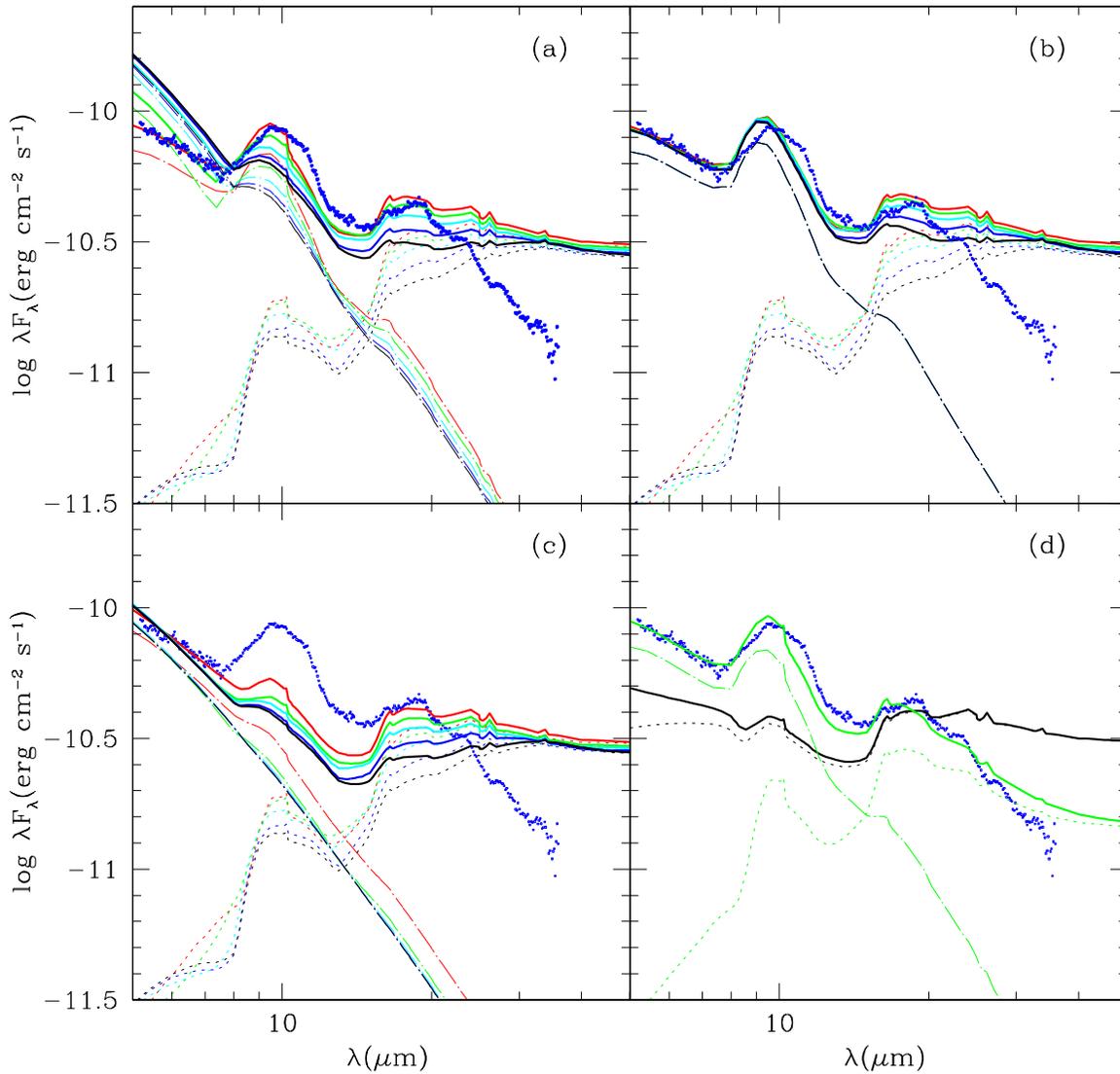


Figura 4.18: **Panel a.** SEDs de discos con silicatos amorfos+fosterita+grafito, con diferentes valores de $a_{max}=0.25$ (rojo), 1 (verde), 2 (cian), 3 (azul) y $4 \mu m$ (negro). En cada caso se suma el espectro de una pared con la misma composición química salvo grafito y misma distribución de tamaños del disco. **Panel b.** Se muestra lo mismo que en el panel (a) salvo que se suma una pared de puros silicatos amorfos, con $a_{max}=0.25 \mu m$. **Panel c.** Lo mismo que en el panel (a), pero ahora se suman paredes con granos de exactamente la misma composición química del disco incluyendo grafito, y mismas distribuciones de tamaño. **Panel d.** Se muestra un disco de silicatos amorpho, fosterita y grafito, sin pared, es decir, con un radio mínimo igual al radio magnetosférico, tomado como $R_{min}=3R_*$ (línea negra). Por comparación, se muestra el que consideramos el mejor modelo para F04147+2822, que es mismo modelo de disco, pero truncado internamente a $13 R_*$ debido a la de sublimación de los silicatos a 1400K, truncado externamente a 10 UA, con una pared de puro silicatos (amorfos y cristalinos).

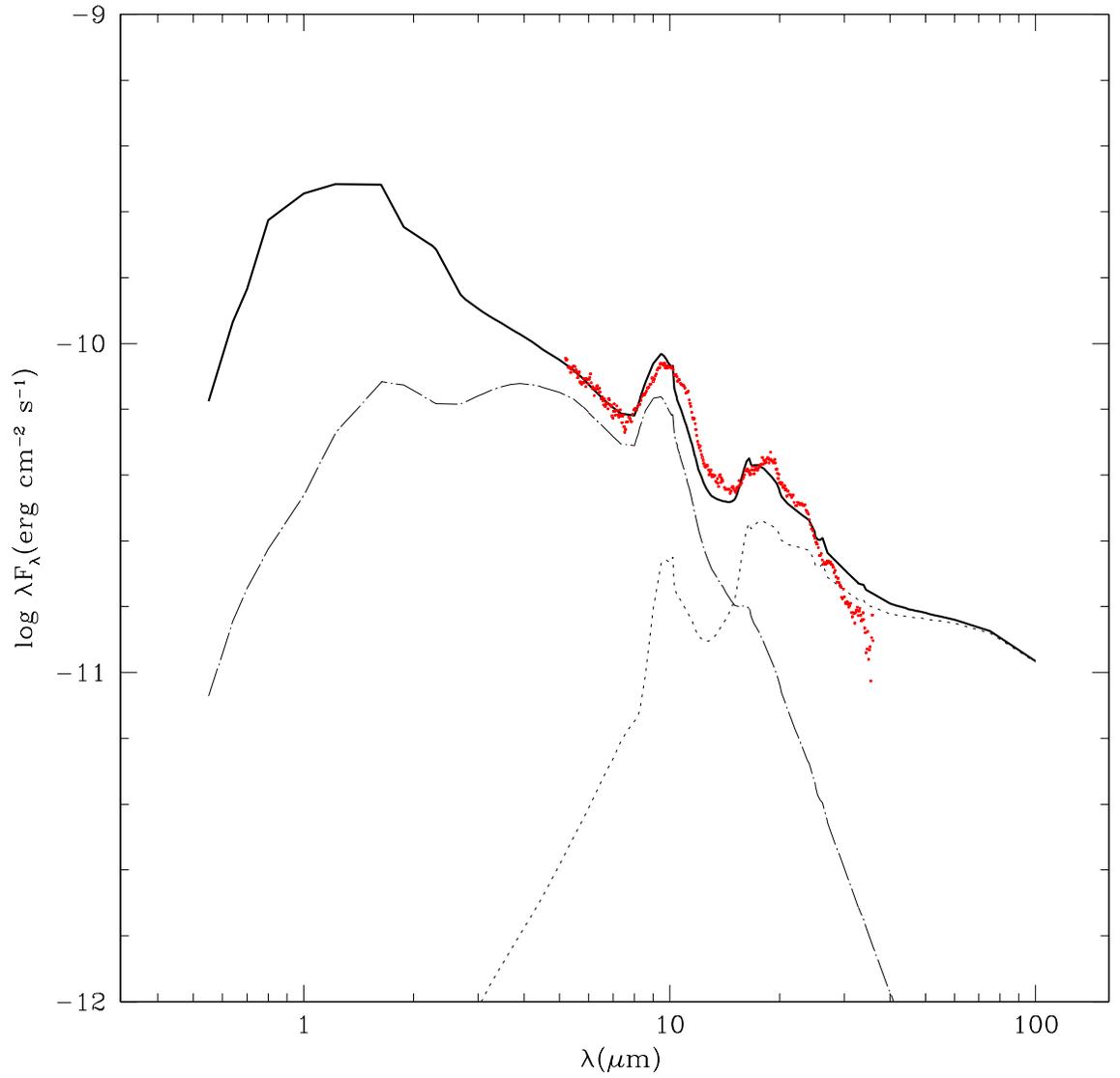


Figura 4.19: Espectro que parece mejor ajustar el espectro observado de F04147+2822, a $\lambda < 30 \mu\text{m}$. El disco tiene silicatos amorfos, fosterita y grafito, la pared solo silicatos amorfos y fosterita, y $a_{max}=0.25 \mu\text{m}$. El disco tiene un radio de $13 R_*$ y un radio externo de $R_d=10 \text{ UA}$.

Capítulo 5

DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

En este capítulo discutiremos los resultados más relevantes de la segunda parte de éste trabajo, que consistió de combinar nuestros modelos de polvo con modelos de discos de acreción.

- No hay una correlación directa y sencilla entre los coeficientes de absorción y extinción por el espectro resultante de un disco, donde a partir del espectro del disco se pueda inferir ingredientes de los granos, abundancias, si se trata de granos porosos, etc. Esto se debe a que variaciones en las opacidades producen variaciones estructurales en el disco (temperatura, densidad, etc.), y además el espectro resultante está formado por contribuciones de distintas regiones con características distintas, que incluyen zonas ópticamente gruesas, que contribuyen principalmente al continuo, y zonas ópticamente delgadas, que contribuyen al continuo y a las bandas, con diferentes gradientes de temperatura. En resumen, dado un modelo de polvo, el espectro del disco que contiene dicho polvo, es el resultado de un cálculo complejo, que no hemos podido simplificar. Por otro lado, sí se puede determinar que existen en los granos aquellos ingredientes que producen bandas observables, como es caso de la forsterita en el disco de F04147+2822.

- No da el mismo resultado si un disco tiene granos segregados de silicato y grafito que si tiene granos compuestos de silicatos y grafito, con la misma

abundancia para cada ingrediente. Encontramos que la emisión del disco es mayor en el primer caso. Definitivamente no es lo mismo sumar opacidades de ingredientes separados que calcular opacidades a partir de funciones dieléctricas promedio (de acuerdo a la EMT) con los mismos ingredientes y mismas abundancias.

- Entre mayor es la opacidad de polvo en un modelo de disco, mayor será la altura de la superficie de irradiación, haciendo que el disco intercepte más energía del campo de radiación de la estrella central, aumentando el calentamiento del disco y su flujo emergente.

- Definitivamente es importante considerar en los modelos granos compuestos de silicatos porque son los principales contribuyentes al perfil de las bandas de emisión alrededor de 10 y 18 μm que presentan los espectros observados de estrellas jóvenes.

- En general, el modelo de disco sin pared presenta una disminución en el flujo emergente total a longitudes de onda cortas en el NIR.

- El espectro del modelo que parece ajustar mejor el espectro observado de F014147+2822, es un disco que tiene granos compuestos de olivinas y piroxenas amorfas, silicatos cristalinos llamados forsterita y grafito, con una pared de granos compuestos de silicato amorfo (de tipo piroxenas y olivinas) y cristalinos (forsterita). Se supuso que tanto el disco como su pared interna tienen granos con un tamaño máximo de $a_{max}=0.25 \mu m$, un exponente $p=3.5$ y un radio externo de 10 UA. La figura (4.19) ilustra éste modelo. Este modelo refleja la importancia de considerar granos compuesto de diferentes ingredientes.

- El efecto potencial del asentamiento del polvo se nota en la figura 4.8, donde se varió la abundancia de silicatos. Podemos ver que se necesita disminuir la abundancia en la atmósfera más de un factor de 10 para obtener un efecto parecido a la disminución de radio mostrada en la figura (4.7). El crecimiento y asentamiento del polvo lo estudiaremos en el futuro.

- Si bien no encontramos un modelo que perfectamente ajuste el espectro observado de F014147+2822, este ejemplo nos sirvió para explorar el papel que juegan distintos modelos de polvo en la estructura y espectro de discos de acreción irradiados.

Apéndice A

Código

```
program maxwell_garnet_ingredients
c.....
c. Nueva versión 7 de diciembre de 2007
c. Supone que la matrix es del elemento solido y las inclusiones son
c. de vacio
c. funcion dielectrica promedio (Maxwell Garnett)
c. Marzo 2004
c. Modificado para leer forma de archivo standard de la
c. pagina de Jena
c febrero 15 2001
c. calcula el indice espectral de particulas
c. con cierto grado de porosidad, y calcula la opacidad
c. dada una distribucion de tamanhos
c. permite variar las propiedades opticas de los silicatos
c. usando tablas de jager et al.
c.....

parameter(nw1max=4000,na=500,namax=1,ning=10)
PARAMETER ( MAXANG = 7, MOMDIM = 200 )
character*50 fileopt,fileopt2
COMPLEX CREFIN, SFORW, SBACK, S1( MAXANG ), S2( MAXANG ),
$          TFORW( 2 ), TBACK( 2 )
complex epm,epi(ning),epav,sumup, sumdown, beta
```

```

LOGICAL PERFCT,ANYANG, PRNT(2)
real MIMCUT
c double precision f,fm,wl,xnr,xni

character*40 nada
dimension wl(nwlmax),xnr(nwlmax),xni(nwlmax)
dimension amax(namax)
dimension XMU(MAXANG)
dimension x(na),y(na),y2(na),y3(na),y4(na),y5(na),
      * xkappa(nwlmax,namax),albedo(nwlmax,namax),
      * opa(nwlmax,namax)
dimension dopa(namax),dkap(namax),dscatt(namax),dnorm(namax)
dimension gs(namax),g(nwlmax,namax)
dimension fs(ning),rhosol(ning)
dimension epmi(ning),epmr(ning)

common/nombrefile/fileopt(ning)

data pi/3.1415927/

write(*,*)'number of ingredients in one grain (nmax=10)'
read(*,*)ningred
write(*,*)'Note: All the files with the optical constants should'
write(*,*)'have the same format as the Jena tables, those with suffix ric'
write(*,*)'-----'
write(*,*)'The first ingredient will be the matrix (most abundant),'
write(*,*)' and the others (less abundant), the inclusions. '
write(*,*)'The mass fraction corresponds to the whole grain,'
      write(*,*)'the filling factors f(ing), to each ingredient'
write(*,*)'The sublimation temperature is for the whole grain'
write(*,*)'-----'

sumf=0.
do ing=1,ningred
write(*,*)'file with optical properties, ingredient numb',ing
read(*,'(a)')fileopt(ing)

```

```
write(*,'(a)')'density of ingredient in file',fileopt(ing)
read(*,*)rhosol(ing)
write(*,*)'filling factor (the sum should be 1)?'
read(*,*)fs(ing)
sumf=sumf+fs(ing)
enddo
```

```
if (abs(sumf-1.).gt.0.005) then
write(*,*)'ojo, los filling factor no suman 1'
write(*,*)'se modificara el valor del ultimo'
sumf=sumf-fs(ningred)
fs(ningred)=1.-sumf
endif
```

```
write(*,*)'dist de tamaños:'
write(*,*)'amin, p='
read(*,*) amin,p
```

```
write(*,*)'namax=',namax
do iamax=1,namax
write(*,*)'amax(',iamax,')?'
read(*,*)amax(iamax)
enddo
```

```
write(*,*)'mass fraction?'
read(*,*)abunsol
```

```
c. matrix: ing=1
```

```
c. mean density
```

```
rhomean=0.
do ing=1,ningred
rhomean=rhomean+rhosol(ing)*fs(ing)
enddo
```

```
cte=3./4.*abunsol/rhomean
c write(*,*)'abunsol,rhomean,cte=',abunsol, rhomean,cte
c PAUSE

write(*,*)'*****'
write(*,*)'CALCULO DE OPACIDAD'
WRITE(*,*)'AMAX=',(amax(ia),ia=1,namax)
write(*,*)'p=',p
write(*,*)'salidas fort.30+iamax, con iamax=1,',namax
write(*,*)'*****'

open (1,file='../longitudes_mar2004.ent',status='old')
    read(1,*)idummy
    read(1,*)nwl
    read(1,*)idummy
    read(1,*)(wl(i),i=1,nwl)
    close(1)

PERFCT = .FALSE.
ANYANG = .TRUE.
MIMCUT = 1.E-6
NUMANG=MAXANG

DO 10 I = 1, NUMANG
    ANGLE = ( I - 1 ) * 180. / ( NUMANG - 1 )
    XMU( I ) = COS( PI / 180. * ANGLE )
10 CONTINUE

PRNT( 1 ) = .FALSE.
PRNT( 2 ) = .FALSE.

do il=1,nwl,1

sumup=(0,0)
sumdown=(0,0)
```

```
do ing=1,ningred
  call eps_ingredients(ing,wl(il),epmr(ing),epmi(ing))
  if (ing.eq.1) then
c.      matrix
        epm=cmplx(epmr(ing),epmi(ing))
  else
c.      inclusions
        epi(ing)=cmplx(epmr(ing),epmi(ing))

c.      expresion mas general, pero solo
c.      para esferas

        beta=3.*epm/(epi(ing)+2.*epm)
        sumup=sumup+fs(ing)*beta*epi(ing)
        sumdown=sumdown+fs(ing)*beta
  endif
enddo

c write(*,*)'sumup,sumdown=',sumup,sumdown

epav=(fs(1)*epm+sumup)/(fs(1)+sumdown)
epavreal=real(epav)
epavima=aimag(epav)

epsqu=sqrt(epavreal**2+epavima**2)

if (abs(epavima/epavreal).lt.4.e-4) then
xnr(il)=sqrt(0.5*(2*epavreal+0.5*
  * epavreal*(epavima/epavreal)**2))
xni(il)=sqrt(0.5*(0.5*epavreal*((epavima/epavreal)**2)))
else
  xnr(il)=sqrt(0.5*(epsqu+epavreal))
  xni(il)=sqrt(0.5*(epsqu-epavreal))
endif
```

```
wlmic=wl(il)

crefin=cplx(xnr(il),-xni(il))

do iamax=1,namax

if (iamax.ne.1) then

deltaa=(alog10(amax(iamax))-
*      alog10(amax(iamax-1)))/(na-1)

do ia=1,na
al=alog10(amax(iamax-1))+deltaa*(ia-1)
amic=10.**al

aa=amic*1.e-4
xx=2.*pi*amic/wlmic

if (xx.lt.1.e4) then
call MIEVO( XX, CREFIN, PERFCT, MIMCUT,
& ANYANG, NUMANG, XMU,
& PRNT, QEXT, QSCA, GQSC,
& SFORW, SBACK, S1, S2, TFORW, TBACK,
& SPIKE )
else
xx=1.e4
call MIEVO( XX, CREFIN, PERFCT, MIMCUT,
& ANYANG, NUMANG, XMU,
& PRNT, QEXT, QSCA, GQSC,
& SFORW, SBACK, S1, S2, TFORW, TBACK,
& SPIKE )
endif

x(ia)=alog(amic)

y4(ia)=amic**4*amic**(-p)
y(ia)=y4(ia)/aa*qext*cte
```

```
y2(ia)=y4(ia)/aa*qsca*cte
y3(ia)=y4(ia)/aa*(qext-qsca)*cte
y5(ia)=y4(ia)/aa*gqsc*cte
    enddo

dnorm(iamax)=dnorm(iamax-1)+trapz(x,y4,na)
dopa(iamax)=(dopa(iamax-1)*dnorm(iamax-1)+
    *trapz(x,y,na))/dnorm(iamax)
dscatt(iamax)=(dscatt(iamax-1)*dnorm(iamax-1)+
    *trapz(x,y2,na))/dnorm(iamax)
gs(iamax)=(gs(iamax-1)*dnorm(iamax-1)+
    * trapz(x,y5,na))/dnorm(iamax)
c dkap(iamax)=(dkap(iamax-1)*dnorm(iamax-1)+
c    *trapz(x,y3,na))/dnorm(iamax)
    else

if (abs(amax(1)-amin).lt.1.e-3) then
c. single size
    amic=amax(1)
    aa=amic*1.e-4
    xx=2.*pi*amic/wlmic

if (xx.lt.1.e4) then
call MIEVO( XX, CREFIN, PERFCT, MIMCUT,
    & ANYANG, NUMANG, XMU,
    &          PRNT, QEXT, QSCA, GQSC,
    &          SFORW, SBACK, S1, S2, TFORW, TBACK,
    &          SPIKE )
else
xx=1.e4
call MIEVO( XX, CREFIN, PERFCT, MIMCUT,
    & ANYANG, NUMANG, XMU,
    &          PRNT, QEXT, QSCA, GQSC,
    &          SFORW, SBACK, S1, S2, TFORW, TBACK,
    &          SPIKE )
endif

dnorm(iamax)=0.
```

```
dopa(iamax)=cte*qext/aa
dscatt(iamax)=cte*qsca/aa
gs(iamax)=cte*gqsc/aa
c dkap(iamax)=cte*(qext-qsca)/aa
else

deltaa=(alog10(amax(iamax))-alog10(amin))/(na-1)

do ia=1,na
al=alog10(amin)+deltaa*(ia-1)
amic=10.**al

aa=amic*1.e-4
xx=2.*pi*amic/wlmic

if (xx.lt.1.e4) then
call MIEVO( XX, CREFIN, PERFCT, MIMCUT,
& ANYANG, NUMANG, XMU,
& PRNT, QEXT, QSCA, GQSC,
& SFORW, SBACK, S1, S2, TFORW, TBACK,
& SPIKE )
else
xx=1.e4
call MIEVO( XX, CREFIN, PERFCT, MIMCUT,
& ANYANG, NUMANG, XMU,
& PRNT, QEXT, QSCA, GQSC,
& SFORW, SBACK, S1, S2, TFORW, TBACK,
& SPIKE )
endif

x(ia)=alog(amic)

y4(ia)=amic**4*amic**(-p)
y(ia)=y4(ia)/aa*qext*cte
y2(ia)=y4(ia)/aa*qsca*cte
c y3(ia)=y4(ia)/aa*(qext-qsca)*cte
```

```
y5(ia)=y4(ia)/aa*gqsc*cte
enddo
```

```
dnorm(iamax)=trapz(x,y4,na)
dopa(iamax)=trapz(x,y,na)/dnorm(iamax)
dscatt(iamax)=trapz(x,y2,na)/dnorm(iamax)
gs(iamax)=trapz(x,y5,na)/dnorm(iamax)
endif
```

```
endif
```

```
enddo
```

```
do iamax=1,namax
albedo(il,iamax)=dscatt(iamax)/dopa(iamax)
opa(il,iamax)=dopa(iamax)
xkappa(il,iamax)=(1.-albedo(il,iamax))*opa(il,iamax)
g(il,iamax)=gs(iamax)/dscatt(iamax)
enddo
```

```
enddo
```

```
do iamax=1,namax
ifile=30+iamax
write(*,*)'escribio file=',ifile
```

```
write(ifile,'(a)')'      abunsol      rho_average      amax      amin      p'
write(ifile,400)abunsol,rhomean,amax(iamax),amin,p
```

```
write(ifile,'(a)')'      ing      fileopt(ing)      f(ing)      rho(ing)
```

```
do ing=1,ning
```

```
if (ing.le.ningred) then
```

```
write(ifile,401)ing,fileopt(ing),fs(ing),rhosol(ing),
```

```
    * abunsol*fs(ing)*rhosol(ing)/rhomean
```

```
else
```

```
write(ifile,'(a)')'      ,
```

```
endif
```

```
enddo
```


Bibliografía

- [1] Astrophysical Laboratory and Astromineralogy (www.astro.uni-jena.de).
- [2] Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, *apj*, 376, 214.
- [3] Beckwith, S. V. W., & Sargent, A. I. 1991, *apj*, 381, 250.
- [4] Beckwith, Henning & Nakagawa. (1999) Dust Properties and Assembly of Large Particles in Protoplanetary Disks (arXiv: astro-ph/9902241 v1 17 Feb 1999).
- [5] Borhen C., & Huffman D. (1983), Absortion and Scattering of light by Small Particles (New York: Wiley).
- [6] Calvet, N., Patino, A., Magris, G. C., & D'Alessio, P. 1991, *apj*, 380, 617.
- [7] Calvet, N., D'Alessio, P., Hartmann, L., Wilner, D., Walsh, A., & Sitko, M. 2002, *apj*, 568, 1008.
- [8] CALVET, N. (2003) ACCRETION SIGNATURES IN YOUNG STELLAR OBJECTS. EDP Sciencies, Springler-Verlag 2003.
- [9] Calvet, N., Briceno, C., Hernández, J., Hoyer, S., Hartmann, L., Sicilia-Aguilar, A., Megeath, S. T., & D'Alessio, P. 2005, *aj*, 129, 935
- [10] Chiang, E. I., & Goldreich, P. 1997, *apj*, 490, 368.
- [11] Chihara, H., Koike, C., Tsuchiyama, A., Tachibana, S., & Sakamoto, D. 2002, *aap*, 391, 267 .

-
- [12] D'Alessio, P. 1996, Ph.D. Thesis.
- [13] D'Alessio, P., Canto, J., Calvet, N., & Lizano, S. 1998, *apj*, 500, 411.
- [14] D'Alessio P., Calvet N., Hartmann L., Hernández R & Servín H. (2001), *ApJ*, 638, 314–315.
- [15] D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Muzerolle, J., & Sitko, M. 2004, *Star Formation at High Angular Resolution*, 221, 403.
- [16] D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Franco-Hernández, R. (2006), *ApJ*, 638, 314.
- [17] D'Alessio, P., et al. 2005, *apj*, 621, 461
- [18] D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., & Cantó, J. 1999, *ApJ*, 527, 893.
- [19] Dorschner, J., & Henning, T. 1986, *apss*, 128, 47.
- [20] Dorschner, J., Begemann, B., Henning, T., Jaeger, C., & Mutschke, H. 1995, *aap*, 300, 503.
- [21] Draine B.T. & Lee M (1984), *ApJ*, 285, 89–108.
- [22] Dullemond C. P., Dominik C. & Natta A. (2001), *ApJ*, 560, 957.
- [23] Dullemond, C. P., & Dominik, C. 2004, *aap*, 421, 1075.
- [24] Dullemond C. P., Hollenbach D., Kamp I & D'Alessio P (2007), *Protostars and Planets V*. p. 555–572.
- [25] Fabian, D., Henning, T., Jäger, C., Mutschke, H., Dorschner, J., & Wehrhan, O. 2001, *aap*, 378, 228
- [26] Furlan, E., et al. 2005, *apjl*, 628, L65.
- [27] Furlan et al. 2006 *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 165:568-605, 2006.
- [28] Hartmann L. (2000), *Accretion processes in star formation*, Cambridge U Press.

- [29] Henning, T., & Mutschke, H. 1997, *aap*, 327, 743 .
- [30] E.K Jessberger (Institut für Planetologie, Münster, Germany) and Don Brownlee (University of Washington, Seattle). <http://discovermagazine.com/2007/jun/blowing-in-thewind>
- [31] Keller, L. D., et al. 2008, *apj*, 684, 411.
- [32] Krügel Endrik. (2003), THE PHYSICS OF INTERSTELLAR DUST (Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia).
- [33] Laider, K y Meiser, J. (1998) Fisicoquímica (CECSA).
- [34] Lissauer, J. J., & Stevenson, D. J. 2007, *Protostars and Planets V*, 591.
- [35] Luhman, K. L., et al. 2007, *Apj*, 666, 1219 .
- [36] Mathis J., Rumpl W.,& Nordsieck K, (1977), *ApJ* 217, 425
- [37] Mathis, J. S., & Whiffen, G. 1989, *apj*, 341, 808
- [38] Meyer M.R ., Backman D., Weinberger A & Wyatt M (2007), *Protostars and Planets V*. p. 573–588.
- [39] Miyake, K., & Nakagawa, Y. 1993, *Icarus*, 106, 20.
- [40] Morrow A., Luhman K., Espaillat C., D’Alessio P., Adame L., Calvet N., Forrest W.J., Sargent B., Hartmann L., Watson D.M & Bohac C.J (2008) *Apj*, 676, L143
- [41] Muzerolle, J., Adame L et al. 2006, *Apj*, 643, 1003.
- [42] Muzerolle J., D’Alessio P., Calvet N. & Hartmann L. (2004), *ApJ*, 617, pp. 406.
- [43] Natta A., Prusti T., Neri R., Wooden D., Grinin V. P. & Mannings V. (2001), *A&A*, 371, 186–197.
- [44] Pollack J and Hollenbach D., Beckwith S., Simonelli D., Roush T & Fong W (1994), *ApJ*, 412, 615–639.
- [45] Rodriguez, L. F., Canto, J., Torrelles, J. M., Gomez, J. F., Anglada, G., & Ho, P. T. P. 1994, *apjl*, 427, L103

- [46] Sargent B., Forrest W., D'Alessio., Li A., Najita J., Watson D., CALVET N., Furlan E., Green J., Kim K., Sloan C., Chen C., Hartmann L & Houck J C. (2006), *ApJ*, 645, 395–415.
- [47] Sargent, B. A., et al. 2008, arXiv:0811.3622
- [48] Tuthill P. G., Monnier J. D. & Danchi W. C. (2001), *Nature*, Volume 409, Issue 6823, pp. 1012–1014.
- [49] Warren, S. G. 1984, *ao*, 23, 1206.
- [50] Watson D., Lesenring J., Furlan E., Bohac C., Sargent B., Forrest W., Calvet N., Hartman L., Nordhaus J., Green J., Kim K., Sloan G., Chen C., Keller L., D'Alessio P., Najita J & Uchida K.. (2008).
- [51] Wiscombe J. (1996), *Mie Scattering Calculation: Advances in Technique and Fast, Vector-Speed Computer Codes*.
- [52] Weingartner, J.C., & Draine, B.T. 1999, *ApJ* in prep.