



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN ASTROFÍSICA

ASTROFÍSICA TEÓRICA

EXPERIMENTACIONES NUMÉRICAS: LA EMISIÓN DEL POLVO EN LA NEBULOSA
PLANETARIA IC 418

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRA EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:

VERÓNICA GÓMEZ LLANOS SANDOVAL

DR. CHRISTOPHE MORISSET
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

MÉXICO, CIUDAD DE MÉXICO, ENERO 2017



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.

Agradecimientos

A mi sínodo, por ayudarme a mejorar este trabajo, así como el entendimiento del mismo. Gracias Ary, Dr. Laurent, Dra. Mónica, Dr. Stan y Dra. Laurence, muchas gracias por tomarse el tiempo de revisar y brindarme los comentarios para que la tesis tuviera la estructura adecuada, con la formalidad y el nivel que requiere una tesis de maestría.

Agradezco a los proyectos PAEP y PAPIIT IN107215, por otorgarme los apoyos necesarios para poder desarrollarme en diferentes ámbitos académicos y tener la oportunidad de presentar mi trabajo en congresos internacionales. Así mismo, a CONACYT, por brindarme los recursos para poder dedicar todo mi tiempo a los estudios.

Al Posgrado en Astrofísica. En especial a Bertha y Heike por tener siempre la mejor disposición y realizar de manera eficiente los procesos burocráticos durante mi maestría y mi titulación. Al Instituto de Astronomía por brindarme el espacio, el material y el ambiente necesario para concluir mis estudios.

Gracias a la escuela Nebulatom y al congreso Cloudy, que me permitieron adquirir nuevos conocimientos que fueron base para la elaboración de mi trabajo.

Agradezco a la Dra. Miriam Peña y al Dr. Javier Sánchez por darle seguimiento a mi trabajo, por brindarme su tiempo y consejos para desarrollarme durante la maestría.

Al Dr. Christophe Morisset quien ha sido una guía y una inspiración para mí. Por regalarme tanto de su tiempo, su paciencia, y por siempre buscar que me encontrara en las mejores condiciones para realizar este trabajo.

A todas las personas que conocí durante estos dos últimos años que hicieron mi vida más intere-

sante y llena de emociones. Gracias Eliab, Aroche, Norbert, Trevor.

Chimal, gracias por los viajes, la música, las pláticas, las aventuras, y esos kilos de más que ganamos juntos.

A mi familia, por que sé que tuve todo su apoyo desde la distancia. Gracias a mis abuelos por que me han dado más de lo que imaginan. Gracias madre por mostrarme que es posible conseguir tus metas. Gracias papá por creer en mi.

Por ser en todo momento lo que yo necesitaba, por mostrarme el infinito de posibilidades que nos aguardan. Por que me has liberado del abismo. Gracias Andrés.

Índice general

Índice general	I
Resumen	III
1. Marco teórico: Nebulosas planetarias, PDR y polvo	1
1.1. Nebulosas Planetarias	2
1.2. Región de Fotodisociación en Nebulosas Planetarias	3
1.2.1. Condiciones físicas en las PDRs	4
1.3. Polvo interestelar	10
1.3.1. Propiedades físicas de los granos de polvo	11
1.3.2. Formación de los granos de polvo	13
1.3.3. Emisión térmica de los granos de polvo	14
1.3.4. Emisión en granos elipsoidales	16
1.3.5. Depleción en los granos de polvo	17
1.4. IC 418	18
2. CLOUDY	23
2.1. Usando pyCloudy	25
2.2. Trabajando con los granos en Cloudy	25
2.3. Modificaciones en Cloudy	27
2.3.1. Factor de llenado	27
2.3.2. Ley de densidad	28
2.3.3. Región de fotodisociación	29

2.3.4. Datos Atómicos	30
3. Modelos y Resultados	33
3.1. Modelos previos de IC 418	34
3.1.1. Diferencias con nuestros modelos	36
3.2. Degeneración distancia-tamaño	36
3.3. Modelos de la emisión del continuo en IR	40
3.4. Ajustando las bandas a $11.5\ \mu\text{m}$ y $30\ \mu\text{m}$	44
3.4.1. Modelos con granos esféricos de SiC	45
3.4.2. Modelos con granos de MgS	46
3.4.3. Modelos con granos elipsoidales de SiC	51
4. Discusión	57
5. Conclusiones	61
A. Fichero de entrada del mejor modelo	63
B. Cálculo de la razón polvo a gas	71
Bibliografía	73

Resumen

IC 418 es una nebulosa planetaria joven de baja ionización; se encuentra a una distancia de 1.26 kpc y tiene un tamaño de $14'' \times 12''$. Las observaciones utilizadas en este trabajo son tomadas de la literatura. La parte del espectro de 2 a $200 \mu\text{m}$ es obtenido de los datos de ISO, cuya apertura más pequeña es de $14'' \times 20''$ de manera que no existen efectos de apertura para la nebulosa planetaria. Tomamos los puntos observados por KAO entre 25 y $30 \mu\text{m}$ para confirmar una banda en emisión con dos máximos cercana a $28 \mu\text{m}$ que se observa en los datos de ISO. También usamos datos de IRAS y observaciones en radio.

En este trabajo se realizaron modelos de la nebulosa planetaria IC 418, utilizando el código de fotoionización Cloudy (Ferland et al. 2013), con la finalidad de entender e intentar reproducir la emisión del polvo observada en el infrarrojo. Todos los modelos son obtenidos usando el modelo de atmósfera estelar presentado en Morisset & Georgiev (2009), adoptando $T_{\text{eff}} = 36.7 \text{ kK}$ y $Q_0 = 10^{47.4}$ fotones/s.

Un modelo de polvo interestelar debe especificar la composición del polvo así como la geometría (forma y tamaño) de las partículas de polvo. La nebulosa y la estrella de IC418 son ricas en carbono, por lo que se esperan granos a base de carbono. Para reproducir la emisión del continuo en IR, se realizaron modelos con granos de polvo esféricos, con una distribución de tamaños que sigue una ley de potencia. Utilizamos granos a base de grafito y carbono amorfo, cuyas propiedades ópticas se encuentran disponibles en Cloudy. Variamos la razón de polvo a gas hasta obtener un buen ajuste a las observaciones.

Se realizaron modelos sencillos para ver si es posible obtener la misma emisión a primer orden, para dos modelos con distinta distribución y tamaño de polvo. En el primer modelo, con granos

esféricos de carbono amorfo, elegimos granos grandes ($0.1 \mu\text{m}$) y los colocamos tanto en la parte ionizada como en la región neutra de la nebulosa. En el segundo modelo, de igual manera con granos esféricos de carbono amorfo, colocamos granos de menor tamaño ($0.01 \mu\text{m}$) únicamente en la región neutra (PDR). Variamos la razón de polvo a gas para obtener aproximadamente la misma emisión en los dos modelos. Al comparar la masa de polvo obtenida en los dos casos, encontramos que son muy similares.

Las observaciones de ISO muestran dos bandas a 11.5 y $30 \mu\text{m}$. Con el fin de reproducir la banda a $11.5 \mu\text{m}$ se realizaron modelos con granos de carbono amorfo y grafito y añadiendo la molécula de SiC, cuyas propiedades ópticas son obtenidas de Pegourie (1988). Se varió la razón de polvo a gas de dicha molécula hasta obtener una emisión que fuera consistente con las observaciones. Se exploraron morfologías esféricas y elipsoidales para los granos de SiC buscando un mejor ajuste de la banda a $11.5 \mu\text{m}$.

La banda a $30 \mu\text{m}$ muestra dos máximos, uno cercano a $26 \mu\text{m}$ y otro cercano a $30 \mu\text{m}$. Debido a esto, se exploró un modelo más complejo, en el que se incluyó la molécula de MgS al modelo con granos de carbono y la molécula de SiC. Como no fue posible reproducir la banda a $30 \mu\text{m}$ con granos esféricos de la molécula de MgS, se exploraron distintas morfologías elipsoidales modificando el coeficiente de absorción para pasar de granos esféricos a elipsoidales.

Encontramos una degeneración entre el tamaño de los granos de polvo y su distancia a la estrella. Con una combinación de morfologías (esféricos y elipsoidales) para los granos de SiC y MgS, logramos reproducir las bandas a 11.5 y $30 \mu\text{m}$, respectivamente. Además se encontró lo que parece ser una banda en emisión entre 14 - $24 \mu\text{m}$ que no fue posible reproducir con ninguno de los tipos de granos explorados.

Capítulo 1

Marco teórico: Nebulosas planetarias, PDR y polvo

A toda la materia que se encuentra entre las estrellas se le conoce como medio interestelar (ISM). El ISM se conforma de un gas tenue compuesto principalmente de hidrógeno y helio, con una ligera porción de átomos más pesados. Estos elementos pueden estar neutros, ionizados o en forma molecular, ya sea en fase gaseosa ó en estado sólido (polvo interestelar). Dicho gas puede calentarse por fotones estelares, rayos cósmicos, rayos X, entre otros, y enfriarse a través de una variedad de procesos de emisión de líneas, bandas y continuo. El espectro emitido dependerá de las condiciones físicas locales (Tielens 2006).

El medio interestelar es muy importante en la evolución de las galaxias. Es el lugar de nacimiento de las estrellas, las cuales enriquecen el material del que se formaron a través de procesos de nucleosíntesis en interiores estelares y en las fases explosivas finales. Parte de este material enriquecido es regresado al ISM en una explosión tipo supernova, o en un movimiento más lento a través de los vientos estelares de estrellas de baja masa en la rama asintótica de gigantes (AGB) y en la fase de nebulosa planetaria. Por lo que la abundancia de elementos pesados en el ISM aumenta lentamente, y nuevas estrellas podrán formarse de este gas enriquecido (Tielens 2006).

1.1. Nebulosas Planetarias

Al final de su vida, las estrellas con masas entre $1-8 M_{\odot}$ evolucionan hacia la rama de gigantes rojas y posteriormente a estrellas AGB, etapa durante la cual los granos de polvo se forman en la envoltura de la estrella (Otsuka et al. 2013). Estos granos reciben la presión de radiación de la parte central de la estrella y se mueven radialmente hacia afuera, donde son sujetos a distintos procesos que pueden destruirlos, regresando los elementos al gas. Finalmente este tipo de estrellas evolucionan a la etapa de nebulosa planetaria (NP), consistiendo de un cascarón extendido que es fotoionizado por una remanente caliente (enana blanca).

Las estrellas centrales de las nebulosas planetarias son estrellas evolucionadas con altas temperaturas. Hay un amplio rango de temperaturas para las estrellas centrales de NPs ($T_{\text{eff}} \sim 50000 \text{ K} - 200000 \text{ K}$). Debido a esta alta temperatura, el gas de las nebulosas planetarias se encuentra típicamente más ionizado que el de las regiones H II, llegando a incluir grandes cantidades de He^{++} . Las nebulosas planetarias de baja ionización tienen espectros bastante similares a los de las regiones H II. Las densidades típicas de las NPs se encuentran entre 10^3 y 10^4 partículas $\cdot \text{cm}^{-3}$ y sus masas entre $0.1 M_{\odot}$ y $1 M_{\odot}$ (Osterbrock & Ferland 2006).

Existen observaciones de muchas nebulosas planetarias extragalácticas, principalmente en las nubes de Magallanes y M31, pero sus luminosidades son mucho menores que las luminosidades de las regiones H II más brillantes, haciendo más difícil su estudio. Con mediciones espectroscópicas de estas planetarias, se puede obtener información sobre velocidades, abundancias de elementos, y evolución estelar en estas galaxias. Además, con imágenes del telescopio espacial *Hubble Space Telescope* (HST) se observa que tienen formas bastante similares a las NPs en nuestra Galaxia (Osterbrock & Ferland 2006).

Las regiones ionizadas de las NPs se observan fácilmente debido a fuertes líneas de recombinación de H y He, y a líneas de excitación colisional de metales en el óptico (por ejemplo, oxígeno, nitrógeno, azufre, entre otros). Las observaciones en IR y sub-milimétrico muestran la presencia de material neutro en forma de moléculas y polvo (e.g., CO, grafito y silicatos). Las NPs poseen regiones ionizadas, neutras y moleculares (un esquema se muestra en la figura 1.1), con amplios rangos de densidades, temperaturas y morfologías (Kwok 2005).

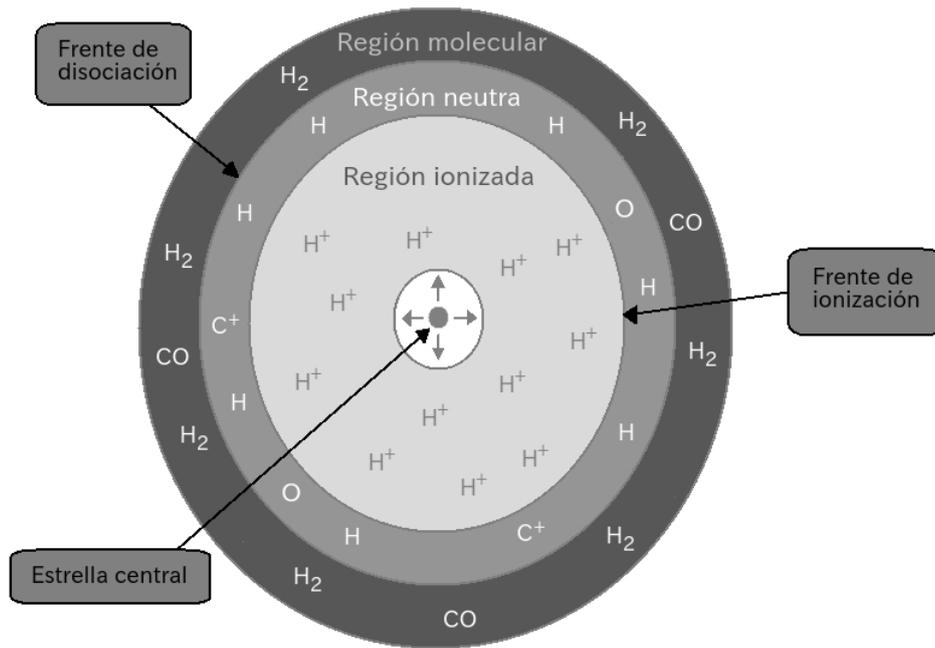


Figura 1.1: Esquema representativo de las regiones ionizadas, neutras y moleculares de las nebulosas planetarias.

1.2. Región de Fotodisociación en Nebulosas Planetarias

Los fotones emitidos por la estrella central de una nebulosa planetaria con energías que corresponden al ultravioleta lejano, pero que no ionizan H^0 ($h\nu < 13.6$ eV), crean una región de gas atómico y gas molecular tibio ($\simeq 1000$ K). A estas regiones comúnmente se les llama regiones de fotodisociación (PDR, por sus siglas en inglés) (Tielens & Hollenbach 1993).

Las estrellas de baja masa pierden una fracción considerable de su masa (i.e., dM/dt entre 10^{-4} y $10^{-6} M_{\odot}/yr$) en la forma de un viento de moléculas y polvo durante la fase AGB. Durante la rápida evolución de la estrella central en la fase de transición y las fases tempranas del estado de nebulosa planetaria, una cantidad cada vez mayor de fotones UV iluminará el cascarón circunestelar formando una zona ionizada y una región atómica y molecular en el gas. El gas ionizado contribuye en la radiación visible de la nebulosa, mientras que la región de gas atómico y molecular (comúnmente PDR), solo emite en el infrarrojo y submilimétrico a través de líneas de estructura fina atómica, líneas moleculares (vibracionales y rotacionales) y el continuo del polvo (ibíd).

Las observaciones que se tienen del gas atómico y molecular que rodea las nebulosas planetarias son limitadas, en comparación a los numerosos estudios en infrarrojo y submilimétrico de los flujos de gas de estrellas AGB. Las observaciones moleculares en NP se limitan principalmente a las líneas de CO 1-0 y 2-1 y la línea de H₂ 1-0 S(1). El gas atómico neutro en la PDR se ha observado en la línea de 21 cm de HI y en las líneas de estructura fina [C II] 158 μm y [O I] 63 y 146 μm . Las observaciones revelan que la masa de material atómico y molecular rodeando la nebulosa planetaria puede ser considerable (e.g., para la NP NGC 7027 la masa molecular es cercana a 1 M_⊙) (ibíd).

La física y química de las regiones de fotodisociación en las nebulosas planetarias es diferente en algunos aspectos a las PDRs en otras regiones. A continuación se mencionan algunas de las diferencias entre las PDRs de NPs y las PDRs de regiones H II, nebulosas de reflexión y núcleos de galaxias activos (AGNs). Primero, las nebulosas planetarias pueden mostrar efectos asociados con la evolución de la estrella, con una fuerte dependencia temporal, por ejemplo el aumento de la temperatura efectiva. Segundo, la evolución dinámica de la nebulosa puede resultar en choques débiles conducidos en el gas atómico y molecular. Tercero, la razón de abundancias elementales puede ser muy diferente que en otras fuentes galácticas (por ejemplo, N/O, C/O). Cuarto, el núcleo de la planetaria puede emitir una fracción apreciable de su energía en la forma de rayos X suaves, los cuales pueden atravesar el volumen ionizado, calentando e ionizando el gas atómico y molecular (ibíd).

1.2.1. Condiciones físicas en las PDRs

Las tres principales líneas de enfriamiento en las PDRs son las líneas de estructura fina: [O I] 63 μm , [O I] 146 μm y [C II] 158 μm . La razón de [O I] 63 μm /146 μm combinado con la razón [O I] 63 μm /[C II] 158 μm , pueden ser usadas como indicadores de temperatura y densidad de la PDR. En las figuras 1.2 y 1.3 se ilustran las estructuras de energía de los iones [O I] y [C II], las cuales se obtuvieron utilizando PyNeb¹ (Luridiana et al. 2012). Debido a que este indicador de temperatura y densidad involucra líneas de dos diferentes especies atómicas de C y O (C⁺ y O⁰), se requiere la razón de abundancias de C/O del gas. En el artículo de Liu et al. (2001) se muestra

¹<http://www.iac.es/proyecto/PyNeb/> librería de python cuya función principal es el análisis de las líneas de emisión.

un diagrama de la razón de las líneas de estructura fina mencionadas, modelando las emisividades de las líneas para una red de densidades y temperaturas, sobreponiendo observaciones de varias NPs donde la emisión de dichas líneas es conocida. El diagrama se muestra en la figura 1.4. Ellos utilizan las fuerzas de colisión de O^0 con H calculadas por Launay & Roueff (1977a,b).

Sabemos que las emisividades de las líneas tienen una relación directa con los datos atómicos (fuerzas de colisión), por lo cual considerar distintos datos atómicos puede llevar a determinaciones diferentes de las emisividades. Por este motivo, queremos hacer un estudio de las diferencias que se obtienen al considerar distintos datos atómicos y distintos colisionadores, para las líneas de estructura fina $[O\ I] 63\ \mu\text{m}$, $[O\ I] 146\ \mu\text{m}$, utilizadas para calcular los diagramas de diagnóstico de la densidad y temperatura de la PDR.

Realizamos una red de modelos utilizando el código de fotoionización Cloudy (ver capítulo 2) para un rango de valores de temperatura y densidad en la PDR. Cloudy utiliza por defecto las fuerzas de colisión para choques con: e^- , H, H_2 , He y p^+ , donde los datos atómicos para dichos colisionadores son obtenidos de Bell et al. (1998), Launay & Roueff (1977a,b), Jaquet et al. (1992), Monteiro & Flower (1987) y Pequignot (1990) respectivamente.

Buscando reproducir el diagrama mostrado en la figura 1.4, se realizaron modificaciones en Cloudy de manera que solo se consideren impactos con H al calcular las fuerzas de colisión. El diagrama obtenido se muestra en la parte superior izquierda de la figura 1.5. Al comparar ambos diagramas se encuentra que son prácticamente iguales. El resultado obtenido es el esperado, ya que al tener los mismos parámetros de entrada, esto es, los mismos datos atómicos (Launay & Roueff 1977a,b) y el mismo colisionador (hidrógeno), los diagramas obtenidos deberían ser iguales.

Para estudiar si existe una diferencia significativa entre considerar todas las colisiones (e^- , H, H_2 , He y p^+) y colisiones solo con H, utilizamos el modelo inicial de Cloudy con todos los colisionadores. Al correr la red de modelos se obtiene el diagrama mostrado en la parte superior derecha de la figura 1.5. Se puede observar que las diferencias al considerar solo un colisionador y todos los colisionadores, no son muy grandes, esto probablemente debido a que la abundancia de H es mayor a los demás colisionadores cuando se encuentran en la PDR.

Las fuerzas de colisión de O I con H fueron revisadas por Abrahamsson et al. (2007). Estas

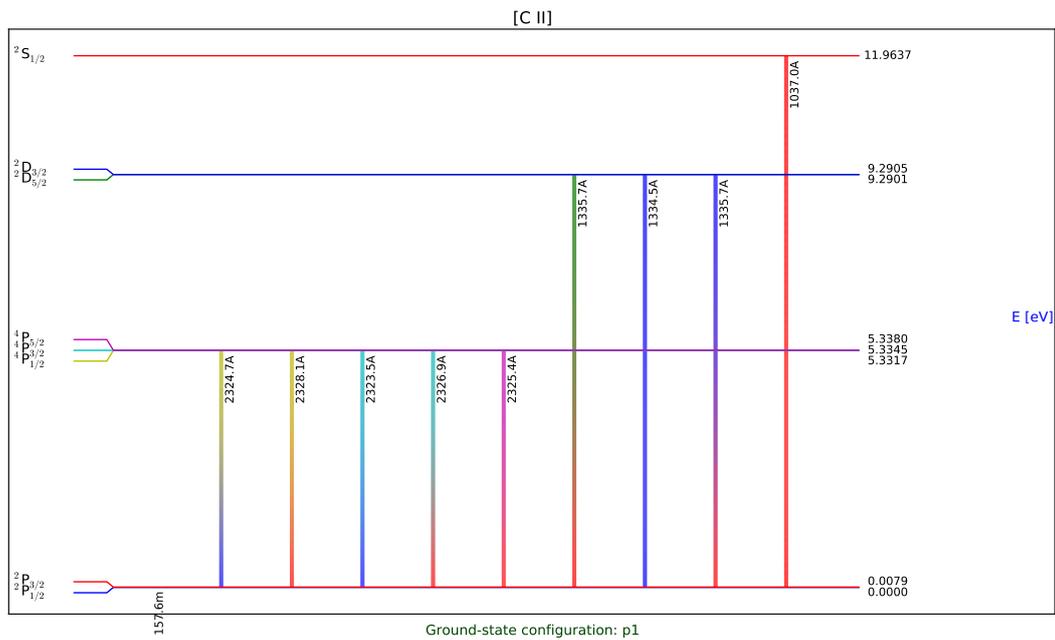


Figura 1.2: Configuración de niveles de [C II].

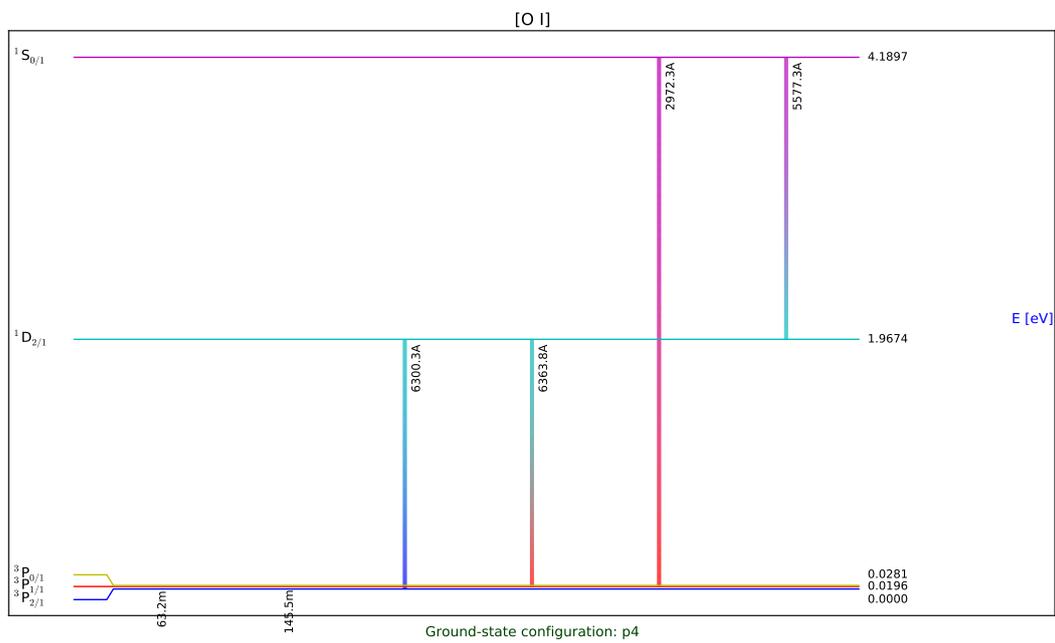


Figura 1.3: Configuración de niveles de [O I].

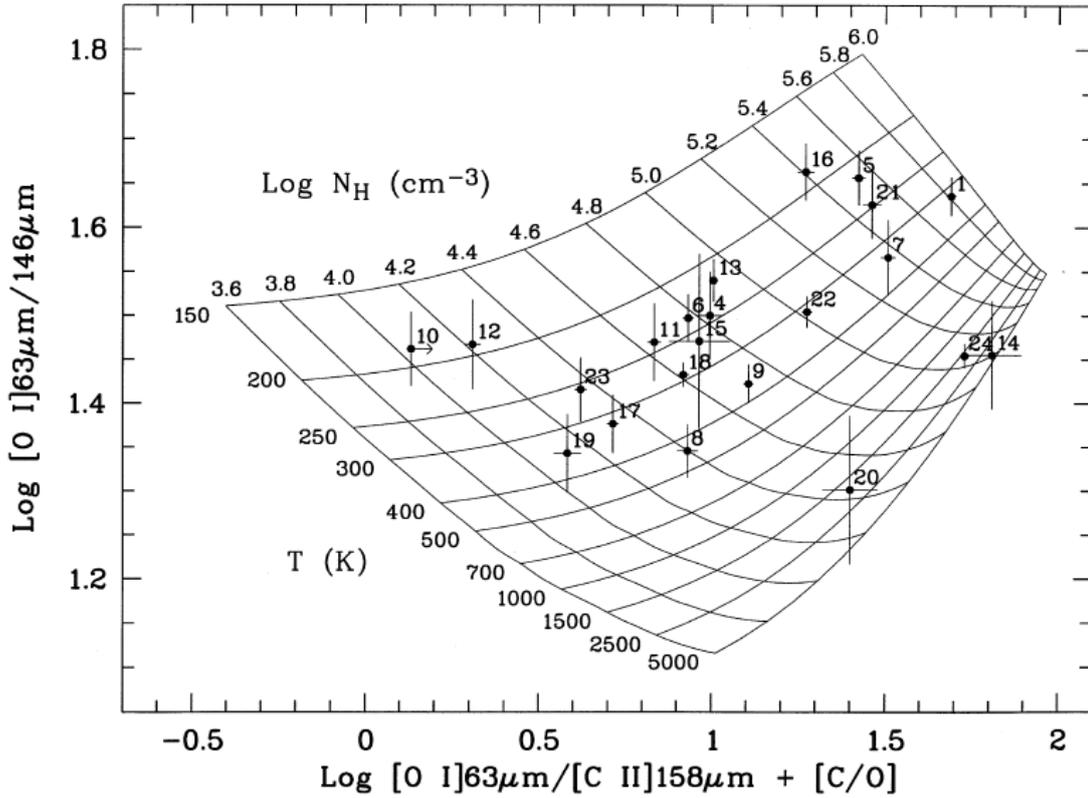


Figura 1.4: Diagrama densidad-temperatura para la región de fotodisociación obtenido por Liu et al. (2001). Los círculos representan observaciones de NP y protoplanetarias (NPP) con sus respectivos errores ($[C/O] \equiv \log(C/O) - \log(C/O)_{\odot}$).

fuerzas de colisión difieren de forma importante a las calculadas por Launay & Roueff (1977a,b), tal como se muestra en la figura 1.6. Por lo que implementamos estos nuevos datos en Cloudy (ver sección 2.3.4). Con el fin de comparar el diagrama de diagnóstico obtenido con los datos de 1997 con los nuevos datos de 2007, corremos una nueva red de modelos considerando colisiones únicamente con H y usando los nuevos datos atómicos. El diagrama correspondiente se muestra en la parte inferior izquierda de la figura 1.5, denotando para un mismo cociente de emisividades una región menos densa y mucho más fría que la obtenida al utilizar los datos atómicos anteriores. Finalmente realizamos el diagrama de diagnóstico considerando los nuevos datos atómicos y todas las colisiones, el cual se muestra en la parte inferior derecha de la figura 1.5. Tal como ya se mostró con los datos atómicos anteriores, la diferencia entre utilizar todos los colisionadores ó solo con H, es despreciable.

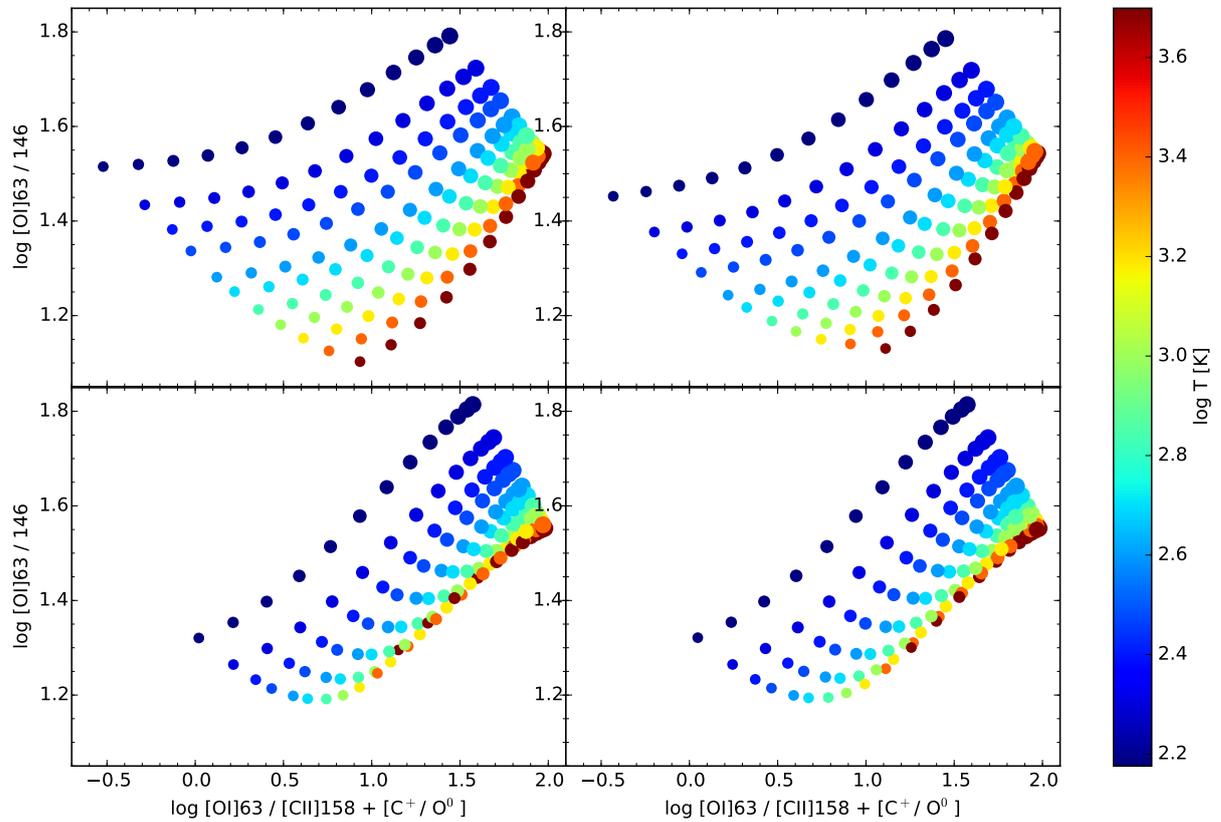


Figura 1.5: Diagrama densidad-temperatura para la región de fotodisociación utilizando los cocientes de líneas [O I] $63\mu\text{m}/146\mu\text{m}$ y [O I] $63\mu\text{m}/[\text{C II}] 158\mu\text{m}$. El color indica la temperatura del gas, que va de 150 a 4000 K, mientras que el tamaño de los puntos denota su densidad (de manera creciente), que va de $10^{3.6}$ a 10^6 cm^{-3} . En la parte superior izquierda se consideran únicamente colisiones de O^0 con H y las fuerzas de colisión calculadas por Launay & Roueff (1977a,b). En la parte superior derecha se consideran colisiones de O^0 con H, H_2 , He y p^+ . En la parte inferior izquierda utilizamos los datos atómicos de Abrahamsson et al. (2007) y colisiones únicamente de O^0 con H. En la parte inferior derecha tomamos los datos atómicos de Abrahamsson et al. (2007) colisiones de O^0 con H, H_2 , He y p^+ .

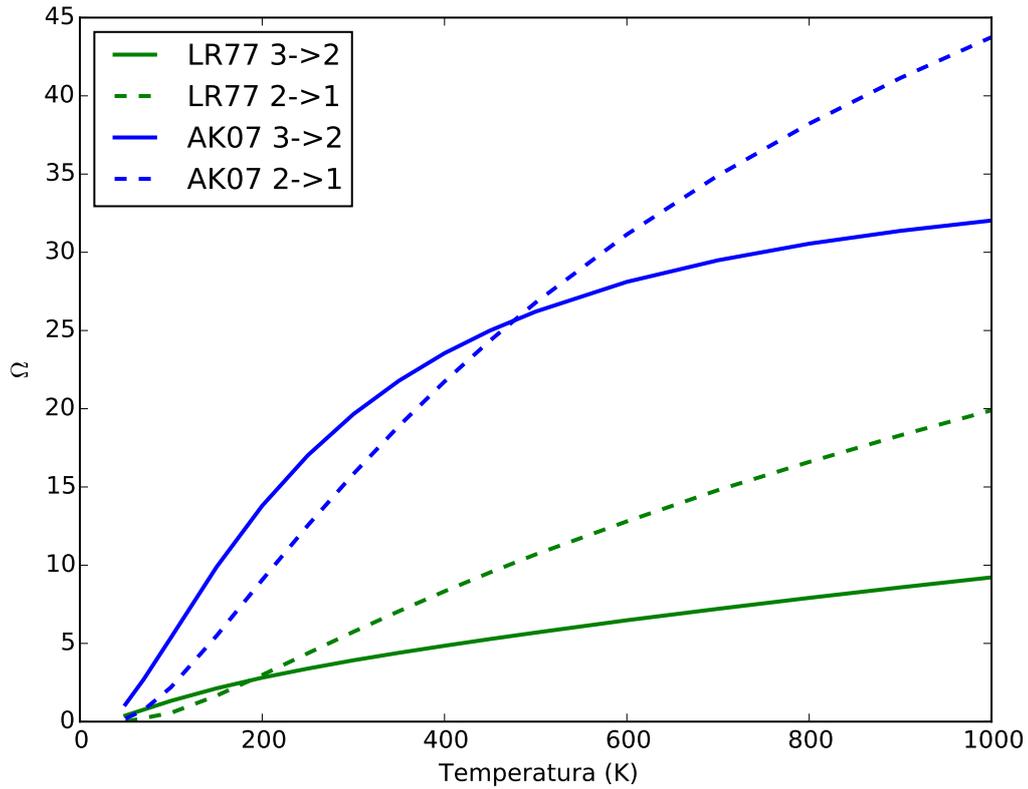


Figura 1.6: Fuerzas de colisión de O I con H en función de la temperatura. En color verde se muestran los valores calculados por Launay & Roueff (1977a,b) y en azul los calculados por Abrahamsson et al. (2007), para la transición $3 \rightarrow 2$ (línea sólida) y $2 \rightarrow 1$ (línea punteada) correspondientes a las líneas [O I] $63 \mu\text{m}$ y [O I] $146 \mu\text{m}$ respectivamente.

El cambiar los datos atómicos para las fuerzas de colisión de O I con H, tiene implicaciones directas en la determinación de la densidad y la temperatura de la PDR que se obtendrán en nuestros modelos. De la figura 1.5 encontramos que al utilizar los datos atómicos anteriores (Launay & Roueff 1977a,b) la densidad y la temperatura de la PDR pueden estar sobreestimadas. Por lo cual utilizamos en nuestros modelos los datos atómicos más recientes (Abrahamsson et al. 2007).

1.3. Polvo interestelar

El polvo interestelar se forma en las atmósferas de estrellas evolucionadas, así como en novae y supernovas; su tamaño es del orden de nanómetros a micrómetros. Los granos de polvo se encuentran inmersos en el gas interestelar, constituyendo solamente cerca del 1 % de la masa del ISM, sin embargo, tienen un papel muy importante en la física y la química del ISM (Lequeux 2005).

Los granos de polvo provocan el oscurecimiento de la luz de las estrellas, haciendo necesario corregir las intensidades observadas por la atenuación del polvo. Gracias al aumento en la sensibilidad de los telescopios en el IR, FIR y sub-mm, los granos de polvo pueden ser usados como indicadores de las condiciones físicas y químicas (Draine 2011).

Aproximadamente el 50 % de la energía emitida por las estrellas en longitudes de onda del ultravioleta y el visible, es absorbida por los granos de polvo y reemitida en el infrarrojo. La energía restante puede no verse afectada o ser dispersada por los granos de polvo (Lequeux 2005).

Los átomos o moléculas que colisionan con los granos de polvo pueden adherirse a ellos formando "mantos" donde pueden ocurrir reacciones químicas. Existen ciertas reacciones químicas, como la formación de H_2 , que no pueden ocurrir en la fase gaseosa, por lo que los granos actúan como catalizadores². Si los granos de polvo son destruidos, los elementos que los constituyen son liberados en el gas interestelar (ibíd).

Los granos de polvo tienen un papel importante en la química del gas interestelar. La irradiación de fotones UV en el polvo puede liberar electrones que son importantes en el calentamiento del ISM. En regiones densas la emisión infrarroja es un mecanismo de enfriamiento importante (Draine 2011).

En las siguientes subsecciones se hará una descripción de las propiedades físicas, la formación, la emisión y la depleción de los granos de polvo, basada en las notas del curso de Richard W. Pogge³. Para más información sobre la física del polvo interestelar el lector puede consultar Krügel (2002) y Draine (2003).

²Un catalizador acelera o retrasa una reacción química sin participar en ella.

³<http://www.astronomy.ohio-state.edu/pogge/Ast871/Notes/Dust.pdf>

1.3.1. Propiedades físicas de los granos de polvo

El índice de refracción de los granos de polvo es necesario para calcular sus propiedades ópticas, y está determinado por la composición de los granos de polvo. Éstos se componen de elementos refractores, principalmente carbono y silicio, de compuestos de hidrógeno y elementos abundantes como oxígeno. Si el índice de refracción es complejo, la parte real representa las propiedades reflejantes de los granos, mientras que la parte imaginaria representa las propiedades absorbentes de los granos. Los principales materiales que componen los granos de polvo son silicatos y compuestos de carbono.

Los grupos principales de silicatos son los piroxenos ($\text{Mg}_x\text{Fe}_{1-x}\text{SiO}_3$) y los olivinos ($\text{Mg}_{2x}\text{Fe}_{2-2x}\text{SiO}_4$). Los piroxenos incluyen minerales como enstatita (MgSiO_3) y ferrosilita (FeSiO_3), cuyas firmas espectrales han sido observadas en cascarones de gas y polvo alrededor de estrellas AGB. Por otro lado los olivinos incluyen minerales como fayalita (Fe_2SiO_4) y fosferita (Mg_2SiO_4), vistos en cometas y granos de polvo capturados por la misión Stardust.

Entre los granos de polvo compuestos de carbono, se encuentran aquellos que contienen carbono puro, ya sea en forma amorfa o cristalina, y los que contienen hidrocarburos, en la forma de carbono amorfo hidrogenado (HAC), hidrocarburos aromáticos policíclicos (PAHs), e hidrocarburos alifáticos. También se han observado otros compuestos a base de carbono, como el carburo de silicio (SiC) y carbonatos como la calcita (CaCO_3) y la dolomita ($\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$).

La morfología de los granos de polvo es algo que a la fecha no se conoce con certeza. La forma más simple es suponer que los granos de polvo son esféricos, lo cual conduce a soluciones analíticas sencillas. Sin embargo, la polarización observada de la luz de una estrella pasando a través de los granos de polvo sugiere que no lo son. Para cuestiones prácticas, es posible aprender algo sobre las propiedades básicas del polvo considerando esta geometría más simple. Un estudio más realista se puede obtener si añadimos una morfología diferente para los granos, como una corrección a los resultados de los modelos con granos esféricos.

Al considerar un modelo donde los granos crecen por acreción estable, esto es, dos granos pequeños colisionan y se adhieren para formar un grano más grande y átomos interestelares colisionan con los granos y se adhieren a ellos, es posible obtener una aproximación de la distribución de

tamaños intrínseca de los granos de polvo.

Si suponemos acreción atómica simple (sin colisiones grano-grano), el cambio en la masa del grano respecto al tiempo es:

$$\frac{dM_{gr}}{dt} = (N_A v_A) (\pi a^2) \xi m_A, \quad (1.1)$$

donde $(N_A v_A)$ es el flujo del átomo A, πa^2 es la sección transversal del grano, ξ es la probabilidad de adherencia, y m_A es la masa del átomo.

Por otro lado, la masa del grano está dada por:

$$M_{gr} = \frac{4\pi}{3} \rho_{gr} a^3, \quad (1.2)$$

derivando con respecto al tiempo:

$$\frac{dM_{gr}}{dt} = 4\pi a^2 \rho_{gr} \frac{da}{dt}. \quad (1.3)$$

La velocidad térmica media del átomo A es:

$$v_A = \left(\frac{3kT}{2m_A} \right)^{1/2}. \quad (1.4)$$

De esta manera podemos obtener la variación temporal del tamaño del grano:

$$\frac{da}{dt} = \frac{N_A v_A \pi a^2 \xi m_A}{4\pi \rho_{gr} a^2} = \frac{N_A v_A}{4\rho_{gr}} \xi m_A. \quad (1.5)$$

Vemos que si ξ no es función del tamaño, da/dt es independiente de a .

Para condiciones típicas del ISM, $T \approx 100\text{K}$, $m_A \approx 16$ (oxígeno), y suponiendo el caso extremo de adherencia perfecta ($\xi = 1$):

$$\frac{da}{dt} = 3 \times 10^{-15} \text{ cm} \cdot \text{yr}^{-1} \approx 0.3 \mu\text{m}/10^{10} \text{ yr}. \quad (1.6)$$

Vemos que a pesar de ser un modelo simplificado, es posible construir granos de polvo relativamente grandes en el ISM dentro del tiempo de Hubble.

El tratamiento canónico supone una distribución de tamaños para los granos que sigue una ley de potencias, sin importar como se formen los granos. Para explicar la curva de extinción observada, se requieren modelos de granos con múltiples componentes, ya que la estructura de la curva de extinción no puede ser causada por una composición de un tipo de grano con una distribución de tamaño.

El primer modelo exhaustivo de polvo interestelar fue realizado por Mathis et al. (1977). Ellos suponen una distribución de tamaños que sigue una ley de potencias simple de la forma:

$$n(a) \propto a^{-\beta}, \quad (1.7)$$

con $3.3 < \beta < 3.5$ y el tamaño de los granos en un rango entre a_{min} y a_{max} . Consideran una mezcla compuesta de seis diferentes materiales de granos: grafito (C), carburo de silicio (SiC), hierro (Fe), magnetita (Fe_3O_4), olivinos y piroxenos. Cualquier combinación de dos de estos materiales que incluya grafito da ajustes razonables a la curva de extinción interestelar observada entre 1100\AA y $1\mu\text{m}$. Mathis et al. (1977) concluyen que la mayoría de la extinción en la galaxia es debida a grafito, junto con mezclas de varias clases de silicatos.

1.3.2. Formación de los granos de polvo

Los principales formadores de partículas sólidas que se convierten en granos de polvo son las envolventes estelares de estrellas gigantes rojas y las envolventes de NP. Estas envolventes cuentan con las condiciones necesarias para la formación de polvo, altas densidades ($\sim 10^9$ partículas/cm³) y temperaturas cinéticas del gas cercanas a la temperatura de condensación de elementos pesados (1000 K - 2000 K). El tipo de polvo que se formará en estas envolventes depende de su abundancia relativa de C/O.

Si la envoltente tiene $C/O < 1$, se dice que es rica en oxígeno (e.g., la atmósfera del Sol). El principal tipo de polvo que se forma en estas envolventes es silicato. Observaciones de estrellas ricas en oxígeno muestran una fuerte firma de silicato a $10\mu\text{m}$ en su espectro.

Se dice que es rica en carbono si la envoltente tiene $C/O > 1$. Esto ocurre cuando la nucleosíntesis y los dragados aumentan la abundancia de C en la atmósfera de la estrella. Los principales granos que se forman en este tipo de envolventes son sólidos a base de carbono como grafito y carbono amorfo. Algunas estrellas ricas en carbono muestran una firma débil a $11.3\mu\text{m}$ que puede ser debida a SiC.

En la figura 1.7 se muestra el espectro IR de 5 a $14\mu\text{m}$, para 2 nebulosas protoplanetarias ricas en carbono, y dos nebulosas protoplanetarias ricas en oxígeno, mostrando las diferencias en los espectros para los dos tipos de abundancias de C/O.

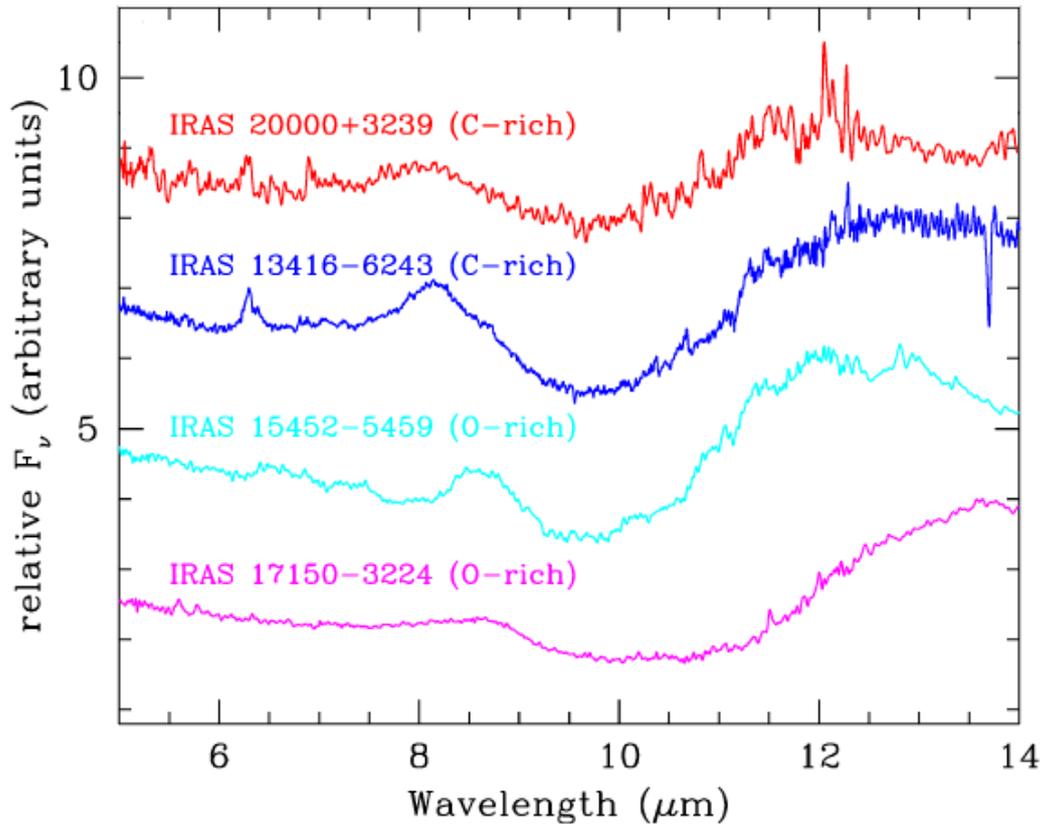


Figura 1.7: Espectro en emisión de 5 a $14 \mu\text{m}$, para las nebulosas protoplanetarias IRAS 20000+3239 e IRAS 13416-6243 ricas en carbono, y para las nebulosas protoplanetarias IRAS 15452-5459 e IRAS 17150-3224 ricas en oxígeno (Prieto et al. 2009).

1.3.3. Emisión térmica de los granos de polvo

Usualmente, la temperatura de los granos de polvo se encuentra en un rango entre $30 - 200 \text{ K}$, y dado que su emisión es similar a la de un cuerpo negro, radían mayormente en longitudes de onda del infrarrojo (entre $10 - 200 \mu\text{m}$). Éstos emiten como un cuerpo negro modificado, donde su emisión está dada por el producto de la función de Planck con una ley de potencias de la longitud de onda.

La eficiencia con la que los granos de polvo extinguen la luz, Q_{ext} , está dada por la suma de las eficiencias con las que éstos absorben y dispersan la luz, Q_{abs} y Q_{scat} , respectivamente. Estas eficiencias dependen de las propiedades ópticas de los granos, la parte real define la eficiencia de dispersión de la luz, mientras que la parte imaginaria define la eficiencia de absorción de la luz.

Los granos de polvo son mucho más eficientes en dispersar la luz que en absorberla ($Q_{scat} \gg Q_{abs}$), sin embargo, Q_{abs} es pequeño pero no es cero, de manera que una parte de los fotones que inciden en los granos de polvo son absorbidos. Aunque la cantidad de estos fotones es pequeña comparada con los que son dispersados, los fotones absorbidos son muy energéticos (los granos de polvo absorben y dispersan los fotones más azules), generando un calentamiento considerable en los granos de polvo. Estos granos calentados reradían esa energía como un continuo térmico en emisión en longitudes de onda del infrarrojo.

Algunos de los procesos que pueden calentar un grano de polvo son: absorción de fotones provenientes de una estrella, absorción de la energía de las reacciones químicas en su superficie (e.g. formación de H_2) y colisiones con átomos, electrones, rayos cósmicos o con otros granos. Mientras que algunos de los procesos que pueden enfriar los granos una vez calentados son: emisión de fotones térmicos, colisiones con átomos o moléculas frías y expulsión de átomos o moléculas de su superficie. No obstante, los procesos de calentamiento y enfriamiento más importantes en los granos de polvo son la absorción de fotones provenientes de una estrella y la emisión de fotones térmicos, respectivamente.

La cantidad de energía absorbida por un grano de polvo debe ser igual a la energía térmica emitida por el mismo. Si se considera un grano de polvo esférico de radio a , a una distancia d de una estrella cuya luminosidad es $L_\nu(*)$, dicho balance de energía estará dado por:

$$\pi a^2 \int_0^\infty \frac{L_\nu}{4\pi d^2} Q_{abs}(\nu) d\nu = 4\pi a^2 \int_0^\infty Q_{em}(\nu) \pi B_\nu(T_{gr}) d\nu. \quad (1.8)$$

La energía absorbida por el grano de polvo está representada en el lado izquierdo de la ecuación 1.8, como el producto del flujo incidente de la estrella por unidad de frecuencia a la distancia d con la sección transversal efectiva en absorción del grano, σ_{abs} (correspondiente a la sección transversal, πa^2 , por la eficiencia en absorción). De modo que el lado derecho de la ecuación 1.8 representa la energía térmica emitida por el grano, dada por el producto del área superficial del grano ($4\pi a^2$) con el espectro emitido, el cual corresponde al de un cuerpo negro (a la temperatura T_{gr}) modificado por la eficiencia en emisión, $Q_{em}(\nu)$.

Al integrar la ecuación de balance de energía, tenemos que:

$$\frac{L_*}{4\pi d^2} \langle Q_{UV} \rangle \approx 4 \langle Q_{IR} \rangle \sigma T_{gr}^4, \quad (1.9)$$

donde $\langle Q_{UV} \rangle$ es la eficiencia de absorción media en el ultravioleta (UV), y $\langle Q_{IR} \rangle$ es la eficiencia de emisión media en el IR.

De la ecuación 1.9, es posible obtener la temperatura de los granos en función de la distancia y del tamaño, ya que $\langle Q_{IR} \rangle$ es función del tamaño y de las propiedades ópticas de los granos. Así, la temperatura está dada por:

$$T_{gr} \approx \left(\frac{\langle Q_{UV} \rangle}{\langle Q_{IR} \rangle} \right)^{1/4} \left(\frac{L_*}{16\pi\sigma d^2} \right)^{1/4}. \quad (1.10)$$

1.3.4. Emisión en granos elipsoidales

Cuando $2\pi r/\lambda$ es mucho menor que 1, esto es, cuando el tamaño de los granos es mucho menor a la longitud de onda (aproximación de Rayleigh), la sección transversal en absorción, promediada sobre todas las orientaciones, se puede expresar como (Bohren & Huffman 1983):

$$C_{abs} = kV \cdot \text{Im}(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3), \quad (1.11)$$

donde $k = 2\pi/\lambda$, V es el volumen de la partícula y α_i , con $i = 1,2,3$, las polarizabilidades por unidad de volumen.

Para un elipsoide, tenemos que:

$$\alpha_i = \frac{\mu^2 - 1}{3 + 3L_i(\mu^2 - 1)}, \quad (1.12)$$

donde L_i son factores geométricos definidos por la forma del elipsoide y $\mu = n - ik$ es el índice de refracción complejo. En el caso de una esfera homogénea $L_1 = L_2 = L_3 = 1/3$, tal que:

$$\alpha_i = \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2 + 2}. \quad (1.13)$$

Para un elipsoide con semiejes a,b,c (van de Hulst 1957),

$$L_1 = \int_0^\infty \frac{abc \, ds}{2\sqrt{(s+a^2)^3(s+b^2)(s+c^2)}}, \quad (1.14)$$

$$L_2 = \int_0^\infty \frac{abc \, ds}{2\sqrt{(s+a^2)(s+b^2)^3(s+c^2)}}, \quad (1.15)$$

$$L_3 = \int_0^\infty \frac{abc ds}{2\sqrt{(s+a^2)(s+b^2)(s+c^2)^3}}. \quad (1.16)$$

Para cualquier combinación de a , b , c se tiene que $L_1 + L_2 + L_3 = 1$, por lo que solo hay dos factores geométricos independientes. Con lo anterior podemos obtener la sección transversal en absorción para el caso de una esfera o un elipsoide.

Es posible considerar una distribución de elipsoides a partir de las propiedades ópticas, ya que la sección transversal en absorción se relaciona con el coeficiente de absorción de la siguiente manera:

$$Q_{abs} = \frac{C_{abs}}{2\pi}. \quad (1.17)$$

1.3.5. Depleción en los granos de polvo

Una manera de estimar las abundancias de los elementos en fase gaseosa del medio interestelar difuso, es midiendo las líneas de absorción en longitudes de onda del visible y UV, generadas por estos elementos al encontrarse frente a estrellas brillantes a lo largo de la línea de visión. Al comparar las abundancias observadas de ciertos elementos pesados (por ejemplo: Si, Fe) con las abundancias solares, se encuentra que las primeras están por debajo del valor solar (depletados). De lo anterior se infiere que los átomos “faltantes” se encuentran atrapados en fase sólida dentro de los granos de polvo.

El factor de depleción (medido en dex) de un elemento, X , respecto al valor solar, está dado por el logaritmo de la razón entre la abundancia la fase gaseosa de X (respecto al H), y el valor solar de X (respecto a H), esto es: $[X/H] = \log(X/H) - \log(X/H)_\odot$.

Delgado Inglada et al. (2009) hacen un estudio de 33 NP galácticas de baja ionización, y encuentran que más del 90 % del Fe en estas NP está depletado, lo que sugiere que el Fe faltante se encuentra condensado en granos de polvo. Utilizando dicho resultado derivan un límite inferior de la razón de polvo a gas para la muestra de nebulosas planetarias analizadas, el cual va como $M_{dust}/M_{gas} \geq 1.3 \times 10^{-3}$.

Se ha encontrado que existe una fuerte correlación entre la cantidad de depleción de un elemento y su temperatura de condensación, denotando que a mayor temperatura de condensación se tienen

mayores depleciones (Draine 2004). En la figura 1.8 se muestra dicha correlación, al graficar la depleción de ciertos elementos relativos al valor solar en función de la temperatura de condensación.

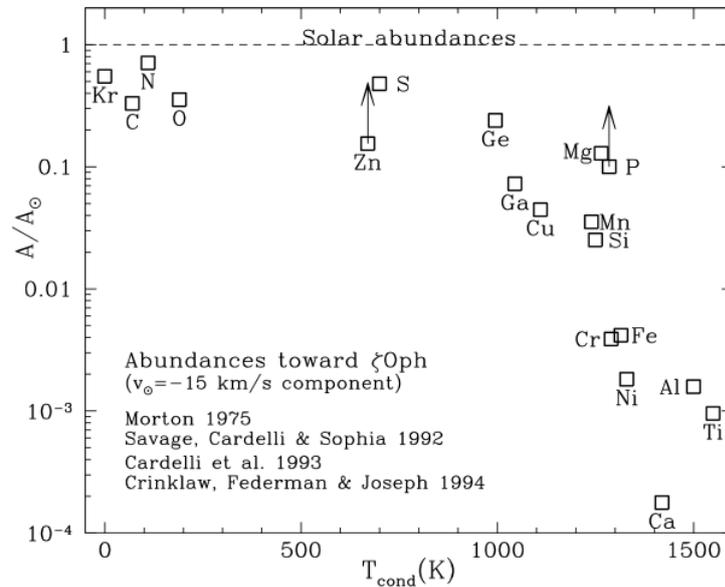


Figura 1.8: Patrón de depleción de elementos en la fase gaseosa contra temperatura de condensación. Gráfica obtenida de Draine (2004), la medición fue hecha hacia ζ Oph.

1.4. IC 418

IC 418 es una nebulosa planetaria joven, conocida como la nebulosa del espirógrafo. Tiene una morfología elipsoidal con un alto brillo superficial y baja excitación. Su tamaño angular se aproxima a $14'' \times 12''$ (medido en $H\alpha$ con datos del HST utilizando ds9). Está rodeada por un halo de bajo nivel de ionización, el cual a su vez está rodeado por una región de hidrógeno neutro que tiene un diámetro cercano a $40''$ (Taylor et al. 1989). En la figura 1.9 se muestra la nebulosa IC 418 observada en $H\alpha$.

La temperatura efectiva de la estrella central es 36.7 ± 0.5 kK, con una luminosidad de $7700 L_{\odot}$ y se encuentra a una distancia de 1.26 kpc (Morisset & Georgiev 2009). La estrella central y nebulosa son ricas en carbono, esta última mostrando evidencia de depleción en Mg, Si, S, Cl y Fe (ibíd).

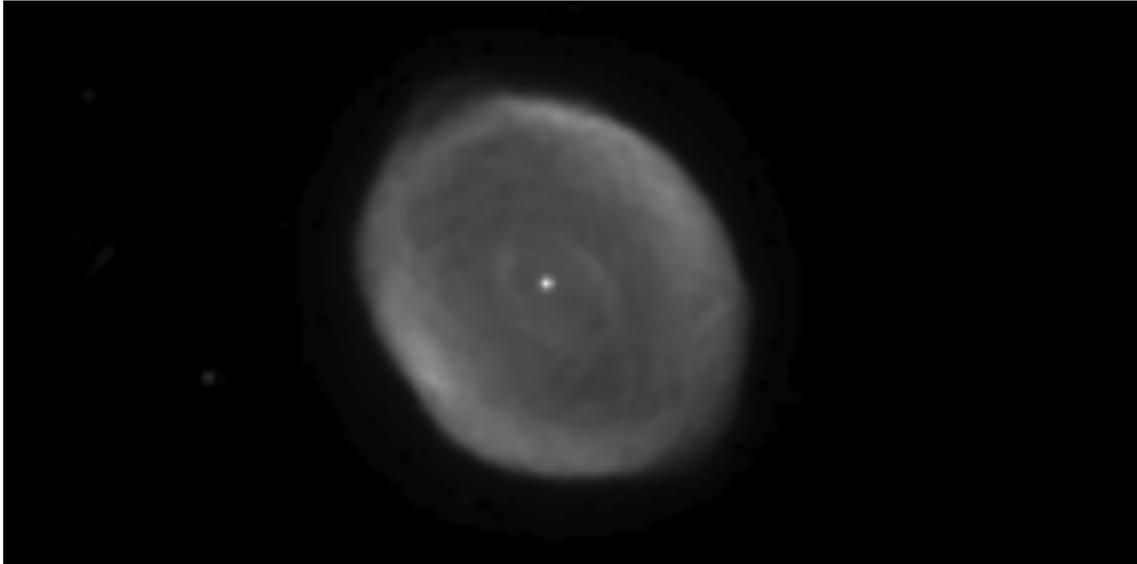


Figura 1.9: Observación de IC 418 en $H\alpha$, datos del HST.

La emisión infrarroja en nebulosas planetarias usualmente se atribuye a una combinación de radiación de polvo, recombinación (libre-ligado), radiación bremsstrahlung (libre-libre) y transiciones ligado-ligado. A partir de longitudes de onda $\sim 10 \mu\text{m}$, la emisión del polvo suele exceder la contribución de recombinación. La emisión del polvo disminuye hacia longitudes de onda más cortas, cerca de $2 \mu\text{m}$ la recombinación puede explicar por sí misma la emisión observada en la mayoría de las NPs. Un par de NPs, incluida IC 418 son más brillantes de lo que se espera para tratarse únicamente de recombinación, incluso a longitudes de onda tan cortas como $1.6 \mu\text{m}$, el exceso en radiación se le ha atribuido a radiación térmica de granos de polvo muy calientes (Willner et al. 1979).

El descubrimiento de la banda en emisión a $11.5 \mu\text{m}$ en IC 418, mostrada en la figura 1.10, fue hecho por Willner et al. (1979), y es similar a las bandas que se observan en las estrellas ricas en carbono. Esta banda a $11.5 \mu\text{m}$ se le atribuye a la molécula de SiC.

Utilizando las observaciones hechas con el telescopio de 91 cm del Observatorio Aerotransportado Kuiper (KAO, *Kuiper Airborne Observatory*) de 16 a $30 \mu\text{m}$, Forrest et al. (1981) encuentran una banda en emisión a $\lambda > 24 \mu\text{m}$, en IC 418. La banda se muestra en la figura 1.11, mostrando un aumento repentino en la emisión entre 23 y $26 \mu\text{m}$ que parece estabilizar su emisión hasta $30 \mu\text{m}$, la longitud de onda más grande observada en dicho trabajo.

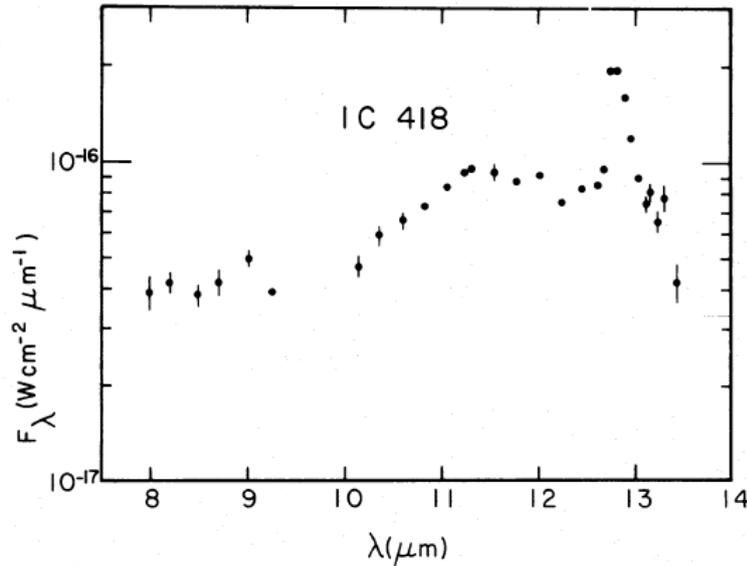


Figura 1.10: Espectro de 8-14 μm de IC 418, mostrando la banda en emisión a 11.5 μm . Los círculos rellenos representan las observaciones de IC 418, obtenidas con el telescopio Mount Lemmon de 1.5 m. Las barras de error se muestran cuando las incertidumbres estadísticas exceden el 5% (Willner et al. 1979).

En este trabajo queremos encontrar que tipo de granos de polvo son los causantes de las bandas en emisión a 11.5 y 30 μm , observadas en IC 418, así como del continuo en IR de la misma. Para hacer esto se realizarán modelos de fotoionización, variando el tipo de polvo, el tamaño, su distribución radial, su forma y su proporción respecto al gas, con el fin de explorar el efecto de estas variaciones sobre la emisión IR. Elegimos IC 418 debido a que es una nebulosa planetaria bien estudiada (Willner et al. 1979; Forrest et al. 1981; Phillips et al. 1986; Taylor et al. 1989; Hoare 1990; Guzmán et al. 2009; Morisset & Georgiev 2009), de la que se tienen observaciones en todo el espectro IR, desde 2 a 200 μm , obtenidas con el Observatorio Espacial Infrarrojo (ISO, *Infrared Space Observatory*).

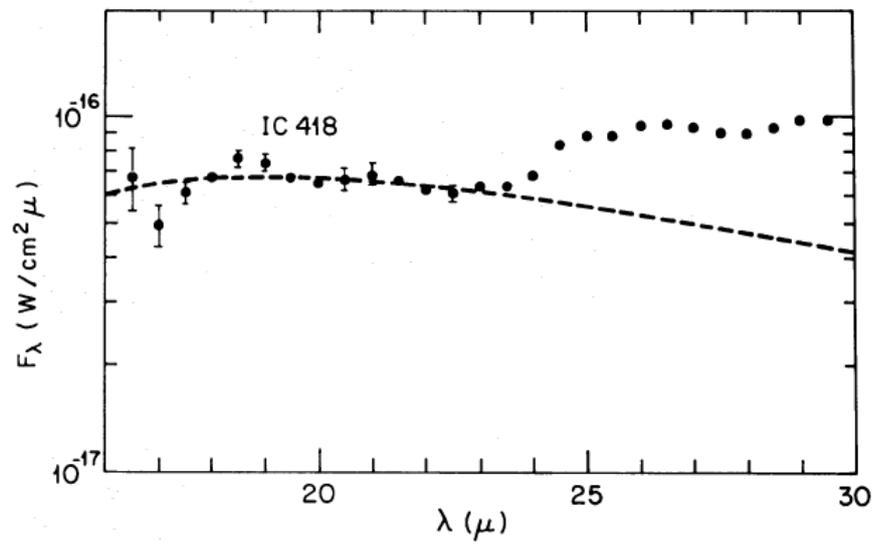


Figura 1.11: Espectro de 16 a 30 μm de IC 418, mostrando la banda en emisi3n a $\lambda > 24 \mu\text{m}$. Las l3neas punteadas son modelos del continuo en IR. Los puntos son observaciones obtenidas con el telescopio de 91 cm de KAO (Forrest et al. 1981).

Capítulo 2

CLOUDY

Una parte importante de la información cuantitativa que hay sobre el cosmos viene de la espectroscopía. En muchos ambientes astronómicos la densidad es demasiado baja para que pueda aplicarse equilibrio termodinámico, por lo que deben tomarse otras consideraciones como equilibrio térmico local para obtener el grado de ionización, el estado molecular, las poblaciones de niveles, la temperatura cinética, y el espectro resultante. Como resultado, el espectro revela mucho sobre las propiedades de un objeto, el considerar todos los procesos físicos que generan dicho espectro mediante modelos, puede resultar complejo. Resultados analíticos solo son posibles en ciertos límites, por lo que si se quieren explorar soluciones más generales deben utilizarse simulaciones numéricas.

CLOUDY ¹ es un código libre diseñado para simular condiciones en un gas que no se encuentra en equilibrio termodinámico, y predecir su espectro. El código incorpora procesos físicos de primeros principios. El objetivo es simular la ionización, la población de niveles, la fracción de elementos en estado atómico y molecular, y el estado térmico sobre todos los extremos de densidad y temperatura. CLOUDY puede ser aplicado a regiones muy diversas como la corona de una estrella, el medio intergaláctico, nebulosas planetarias, regiones H II, AGN o el disco de acreción cerca de un agujero negro supermasivo en un quasar luminoso.

El código puede manejar un amplio rango de estados físicos, de una región predominantemente

¹www.nublado.org

molecular hasta completamente ionizada, un amplio rango de densidades desde el límite de baja densidad hasta aproximadamente 10^{15} cm^{-3} y temperaturas que van desde la temperatura de radiación cósmica de fondo hasta 10^{10} K (Ferland et al. 2013).

En el caso de los granos de polvo el código resuelve la distribución de tamaños de los granos en un número arbitrario de bins de tamaños (elegido por el usuario) y calcula todos los parámetros de los granos como temperatura, distribución de carga, flujo emitido, etc., de manera separada para cada bin.

Dado que las opacidades de los granos dependen fuertemente del radio del grano, es necesario que se calculen de forma separada por cada bin. Con este propósito Cloudy contiene un código Mie para granos esféricos (escrito por P.G. Martín, basado en un código de Hansen & Travis 1974). Este código permite calcular las opacidades de los granos usando constantes ópticas predefinidas o dadas por el usuario, una distribución de tamaño arbitraria y un número arbitrario de bins de tamaño de los granos.

El código trata el calentamiento estadístico de los granos usando un algoritmo robusto y eficiente (versión actualizada de un código originalmente escrito por K. Volk) que implementa una versión mejorada del procedimiento descrito en Guhathakurta & Draine (1989), lo cual combinado con distribuciones de tamaño resueltas, lleva a un modelo mucho más realista de la emisión de los granos bajo cualquier circunstancia.

El modelo de los granos tiene un tratamiento detallado del efecto fotoeléctrico y procesos colisionales e incluye emisiones termoiónicas. Originalmente en Cloudy la carga de los granos pequeños no se modelaba de manera precisa. Para solucionar esto, se implementó un nuevo modelo presentado en van Hoof et al. (2001). En este nuevo modelo se adopta la aproximación de n -cargas, en la cual todos los granos son tratados usando n estados de carga contiguos, independientemente de su tamaño. Mientras mayor sea n los resultados serán más precisos. El valor por defecto que usa Cloudy es $n = 2$.

Comparaciones extensivas en colaboración con Joe Weingartner hechas en 2001 muestran que las tasas de calentamiento del efecto fotoeléctrico y las tasas de enfriamiento colisionales predichas por Cloudy concuerdan muy bien con los resultados del modelo de Weingartner & Draine (2001)

para un amplio rango de tamaños entre 5 \AA y $0.1 \mu\text{m}$, eligiendo varias opciones para el campo de radiación incidente.

2.1. Usando pyCloudy

Para trabajar con los datos de salida de Cloudy se utilizó la librería de python llamada pyCloudy², con la cual es posible leer los archivos de salida de Cloudy de una forma más sencilla, desarrollada por Morisset (2013).

2.2. Trabajando con los granos en Cloudy

Para poder utilizar el modelo de los granos en Cloudy, son necesarios dos pasos. En el primer paso, las opacidades de los granos se calculan usando el comando *compile grain*. En el segundo paso estas opacidades pueden ser usadas con el comando *grains* para crear el modelo de fotoionización. La distribución de Cloudy incluye algunos archivos de opacidad precompiladas que cubren un número de combinaciones estándar de materiales de granos y distribuciones de tamaño. Si éstas son suficientes para los objetivos del modelo es posible saltarse el primer paso y usarlas directamente en el comando *grains*. Si se requieren usar diferentes materiales de granos o distribuciones de tamaño, es necesario compilar las opacidades con el comando *compile grain*. Para hacer esto es necesario iniciar Cloudy en el directorio donde se encuentran todos los archivos con los índices de refracción y las distribuciones de tamaño, cuyos nombres terminan en “.rfi” y “.szd”, respectivamente.

Luego se escribe en un comando de una línea de la forma siguiente:

```
compile grain "graphite.rfi" "ism.szd" 10
```

Lo anterior le dirá al código Mie que calcule las opacidades usando las constantes ópticas para grafito y una distribución de tamaños estándar para el ISM (Mathis et al. 1977). La distribución de tamaños se resolverá en 10 bins. Esto generará un archivo con nombre *graphite_ism_10.opc* que contiene todas las opacidades.

²<https://sites.google.com/site/pycloudy/>

Este archivo con extensión “opc” está escrito de forma amigable, con comentarios para explicar su contenido. También contiene una tabla de la función de distribución de tamaños $a^4n(a)$ como función del radio del grano a . En dicha tabla $n(a)$ denota el número de granos, que para nuestros modelos está dado por una ley de potencias (ver ecuación 1.7).

Al realizar modelos en Cloudy, los granos de polvo canónicos son incluidos automáticamente al usar las abundancias estándares (ISM, PN). Si se requiere utilizar otro tipo de granos o no considerarlos, es necesario agregar *no grains* al comando *abundances*.

Para especificar el tipo de granos de polvo a utilizar en cada modelo se introduce el comando:

```
grains function "be1-amcarb_ism_10.opc" linear 0.5
```

Donde:

- El comando *grains* indica que se especificarán los granos de polvo de manera manual.
- El comando *function* denota que se utilizará una función de distribución radial distinta para los granos de polvo, ya sea únicamente en la región ionizada, en la PDR, o en ambas regiones. Las distribuciones están definidas en el fichero *grains.cpp* y se eligen por medio de la variable *fudge* (ver sección 2.3.3).
- En el caso de *"be1-amcarb_ism_10.opc"*, es un fichero que denota el tipo de polvo (por medio de sus propiedades ópticas), su distribución de tamaño y el número de tamaños de polvo de polvo de la distribución que puede ser 1 o 10. Para este fichero particular, se trata del tipo de polvo carbono amorfo, con 10 tamaños distintos, denotados “ism” al ser tamaños canónicos.
- El comando *linear* se utiliza para denotar la escala del valor que le sigue (puede ser lineal o logarítmica).
- El ultimo valor del comando (para este caso 0.5) determina la cantidad de polvo, al ser proporcional a la razón de polvo a gas (ver Apéndice B).

2.3. Modificaciones en Cloudy

2.3.1. Factor de llenado

El *filling factor* o factor de llenado considera que la nebulosa no tiene una distribución de densidad suave, sino que tiene fluctuaciones en densidad abruptas. Para tomar en cuenta estas fluctuaciones se considera un modelo con un largo número de condensaciones pequeñas, distribuidas aleatoriamente a través de una región esférica. Entre las condensaciones, la densidad de gas se supone cero. En cada condensación la densidad se supone la misma que la densidad en el modelo continuo, a la misma distancia del centro. De esta manera se considera un modelo con fluctuaciones en densidad extremas (Osterbrock & Flather 1959). La figura 2.1 muestra una esquematización del modelo con fluctuaciones extremas en densidad y el modelo con una distribución de densidad continua.

En nuestros modelos de IC 418 encontramos que el tamaño de la PDR es muy pequeño, menos del 5% del tamaño de la región ionizada, sin embargo, sus masas son similares. De manera que para estudiar el comportamiento de la PDR, aumentamos su tamaño (similar al esquema de la izquierda en la figura 2.1) añadiendo un *filling factor* < 1 en esta región únicamente, para todos nuestros modelos.

Para considerar un *filling factor* distinto de 1 en la PDR, se añadió la variable **var1** al código del fichero *zone_startend.cpp*, como se muestra a continuación:

```
* first establish current filling factor (normally 1) since used within
* following branches */
geometry.FillFac = (realnum)(geometry.fiscal*
pow( radius.Radius/radius.rinner ,(double)geometry.filpow));

var1 = dense.xIonDense[ipHYDROGEN][0]/dense.gas_phase[ipHYDROGEN];
geometry.FillFac = (realnum)(1.0 + var1 * ((double)geometry.filpow - 1.0));
geometry.FillFac = (realnum)MIN2(1.,geometry.FillFac);
```

El código se modificó de forma que en la región ionizada, donde **var1** (definida como H^0/H) es

igual a cero, el *filling factor* sea igual a uno, mientras que en la PDR, donde **var1** es igual a 1, el *filling factor* tome el valor de la variable **geometry.flpow**, definida por el usuario como un parámetro de entrada (ver tabla 3.1).

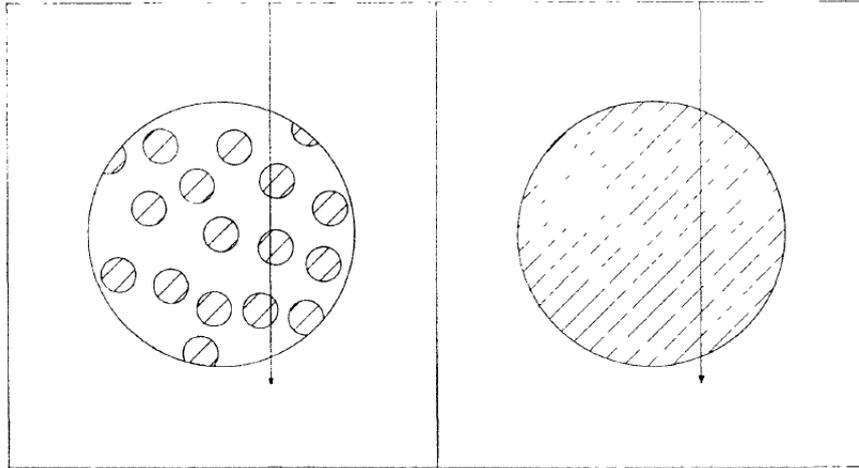


Figura 2.1: Modelos esquematizados de la nebulosa de Orión. La figura de la izquierda muestra un modelo esférico con condensaciones esféricas distribuidas aleatoriamente. La figura de la derecha muestra un modelo esférico sin fluctuaciones en densidad. En cada caso se muestra un rayo penetrando la nebulosa (Osterbrock & Flather 1959).

2.3.2. Ley de densidad

Para definir la ley de densidad deseada en los modelos, se modificó el fichero *dense_fabden.cpp* de Cloudy, de forma que utilizando el comando *DLAW* fuera posible elegir la ley de densidad deseada.

Las modificaciones hechas al fichero se muestran en las siguientes líneas:

```
case 393:
/* dens = P1 + P2*exp(-((depth-P3)/P4)^2) + P5*exp(-((depth-P6)/P7)^2 */
fabden_v = 2850.+7317*
    exp(-(pow((depth-pow(10.,16.14))/pow(10.,15.96),2.)))+
    11702*
    exp(-(pow((depth-pow(10.,16.93))/pow(10.,16.46),2.)));
```

```

var1 = dense.xIonDense[ipHYDROGEN][0]/dense.gas_phase[ipHYDROGEN];
fabden_v += var1 * dense.DensityLaw[1] /pow(phycon.te/1e4,dense.DensityLaw[2]);
break;

```

La primera parte del código define una ley de densidad (con una doble gaussiana) como la que utilizan Morisset & Georgiev (2009) para la región ionizada, a la cual se le suma una ley de presión (segunda parte del código) casi constante en la PDR. La transición entre las dos regiones está determinada por el estado de ionización de H (var1). Esta ley de densidad se utilizó en todos nuestros modelos, un ejemplo de la densidad resultante se muestra en la figura 2.2, en ella se observa la doble gaussiana para la región ionizada y un gran aumento en la densidad para la PDR.

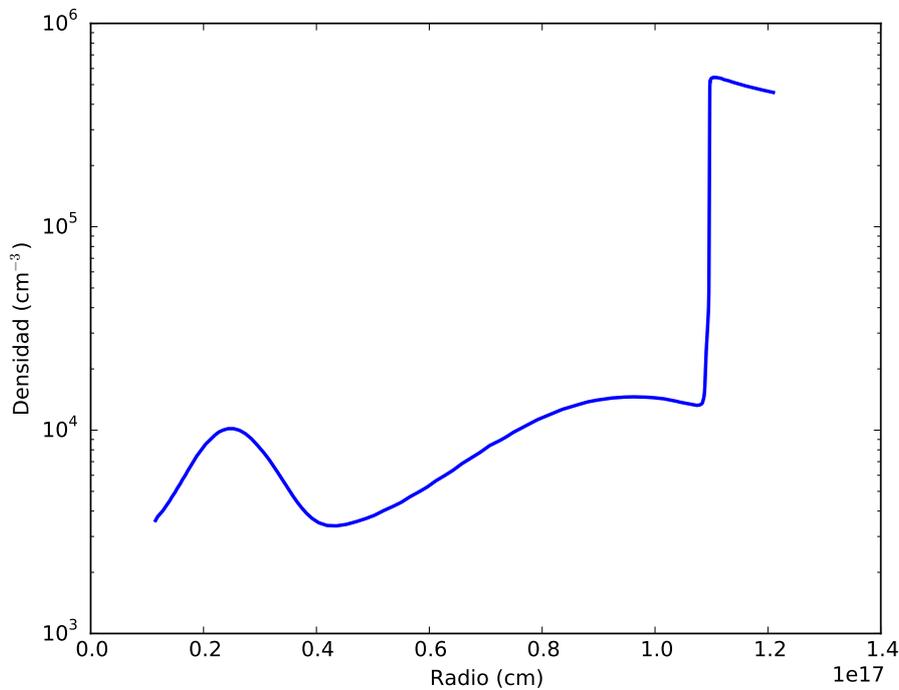


Figura 2.2: Gradiente de densidad obtenido para un modelo prueba.

2.3.3. Región de fotodisociación

Para poder elegir la posición de la nebulosa en la que se localizan los distintos tipos de granos, se modificó el fichero *grains.cpp*. Utilizando la variable *fudge* se indica para cada grano su posición

en la nebulosa, de acuerdo a lo siguiente: si elegimos $fudge = 1$, los granos se encontrarán en la región neutra o PDR, mientras que si elegimos $fudge = 0$, los granos se encontrarán únicamente en la región ionizada, mientras que para cualquier otro valor distinto de 0 y 1 los granos estarán distribuidos de manera uniforme en toda la nebulosa.

Lo anterior se ejemplifica en las siguientes líneas, añadidas al fichero *grains.cpp* para modificar la posición de los granos en la nebulosa, la cual es determinada por la variable *fudge*, de la forma siguiente:

```
GrnVryDpth_v = 1.0 ;
i_dust_type = int(nd / 10);
if (fudge(i_dust_type) == 0)
GrnVryDpth_v = dense.xIonDense[ipHYDROGEN][1]/dense.gas_phase[ipHYDROGEN];
else if (fudge(i_dust_type) == 1)
GrnVryDpth_v = dense.xIonDense[ipHYDROGEN][0]/dense.gas_phase[ipHYDROGEN];
```

2.3.4. Datos Atómicos

Los datos atómicos que utiliza Cloudy para las fuerzas de colisión de O^0 con H son obtenidos de Launay & Roueff (1977a). Dado que el radio final de la nebulosa en nuestros modelos, así como la densidad y la temperatura en la PDR se determinan a partir de las líneas de estructura fina de [O I] 63 y 146 μm , es necesario que sus emisividades estén bien calculadas. Por esto, modificamos el fichero: *cool_oxyg.cpp* de Cloudy, para que utilice los datos atómicos más recientes de Abrahams-son et al. (2007). Para lograr lo anterior se ajustaron leyes de potencias a la fuerza de colisión en función de la temperatura electrónica, para que ajustaran a los datos atómicos más recientes.

Los datos originales en el fichero *cool_oxyg.cpp* de Cloudy que contienen las fuerzas de colisión de O^0 con H de Launay & Roueff (1977a) se muestran en las líneas siguientes:

```
/* rate coefficients for collisional de-excitation of O^o(3P) with H^o(2S1/2)
 * NOTE: due to lack of data these relations are extrapolated to higher Te !
 * >>refer o1 cs Launay & Roueff 1977, AA 56, 289
 * the first fit is for Te <= 300K, the second for higher temps
```

```

* these data are valid for 50K <= Te <= 1000K*/
csh12 = MAX2(2.00e-11*phycon.te30*phycon.te05*phycon.te02,
7.67e-12*phycon.sqrte*phycon.te03);
/* these data are valid for 100K <= Te <= 1000K */
csh01 = MIN2(3.12e-12*phycon.te70*phycon.te02*phycon.te02,
7.51e-12*phycon.sqrte*phycon.te05*phycon.te03);
/* these data are valid for 150K <= Te <= 1000K*/
csh02 = MIN2(6.96e-13*phycon.te/phycon.te10/phycon.te02,
1.49e-12*phycon.te70*phycon.te05);

```

Mientras que las modificaciones al fichero *cool_oxyg.cpp* para ajustar las fuerzas de colisión de O^0 con H de Abrahamsson et al. (2007) son presentadas a continuación:

```

/*rate coefficients for collisional de-excitation of O^o(3P) with H^o(2S1/2)
* NOTE: due to lack of data these relations are extrapolated to higher Te !
* >>refer o1 cs Abrahamsson, E., Krems, R. V., & Dalgarno, A. 2007, ApJ 654
* fit by Morisset 2016/03 */
csh12 = MAX2(MAX2(3.8e-10*phycon.te10*phycon.te05,1.7e-11*phycon.te70),
8.3e-11*phycon.te20*phycon.te20);
csh01 = 5.2e-11*phycon.te20*phycon.te20*phycon.te02;
csh02 = 5.2e-11*phycon.te20*phycon.te20/phycon.te01;

```


Capítulo 3

Modelos y Resultados

Todos los modelos del presente trabajo utilizan los parámetros de entrada de la región ionizada y de la estrella central que se muestran en la tabla 3.1, determinados por Morisset & Georgiev (2009) a través de un modelo autoconsistente para la estrella y la nebulosa. En el que se especifica la distribución de energía espectral (SED), la tasa de fotones ionizantes, las abundancias de los elementos y la ley de densidad (definida en la sección 2.3.2 y mostrada en la figura 2.2). En lugar del modelo 3D utilizado en el trabajo previamente mencionado, suponemos simetría esférica en la nebulosa para simplificar el modelo, sin que esta hipótesis cambie significativamente los resultados.

Parámetros de entrada de los modelos		
Edad = 1400 yr	$\log(\text{Fe}/\text{H}) = -7.4$	$\log(\text{C}/\text{H}) = -3.15$
filling factor = 0.1	$\log(\text{O}/\text{H}) = -3.4$	$\log(\text{S}/\text{H}) = -5.35$
$L_* = 3 \times 10^{37}$ erg/s	$\log(\text{Ne}/\text{H}) = -4.0$	$\log(\text{He}/\text{H}) = -0.92$
Distancia = 1.26 kpc	$\log(\text{Ar}/\text{H}) = -5.8$	$\log(\text{Cl}/\text{H}) = -7.0$
$\log(Q_0) = 47.4$ fotones/s	$\log(\text{N}/\text{H}) = -4.0$	$R_{in}^{neb} = 1.15 \times 10^{16}$ cm

Tabla 3.1: Parámetros de entrada de los modelos de IC 418 del presente trabajo. Las abundancias mostradas son abundancias del gas (por número).

3.1. Modelos previos de IC 418

El primer trabajo conocido en el que se busca obtener la cantidad de polvo de la PN IC 418 es realizado por Hoare (1990). Primero hace dos modelos que contienen polvo solo en la región ionizada, uno con grafito y SiC y el otro con carbono amorfo y SiC. Hace variar la razón de polvo a gas hasta obtener el mejor ajuste a los datos. Hace el ajuste a los datos cuya longitud de onda es mayor a $8 \mu\text{m}$, pues argumenta que a longitudes de onda menores la principal contribución viene de granos muy pequeños y/o PAHs. La razón de polvo a gas que obtiene para SiC es de 6×10^{-5} . Argumenta que ésta no depende de manera sensible de los parámetros adoptados para la componente principal de polvo compuesto de carbono. El ajuste que realiza al espectro observado utilizando SiC puro no es muy bueno, la banda observada se extiende a longitudes de onda mucho mayores. Menciona que las muestras menos puras de SiC estudiadas por Borghesi et al. (1985) darían un mejor ajuste ya que se espera que el SiC interestelar no sea totalmente puro. Encuentra que la masa de SiC obtenida es despreciable respecto a la masa de carbono responsable de la emisión en el infrarrojo lejano.

En la figura 3.1 se muestra la distribución radial de la temperatura de los granos obtenido por Hoare (1990) para granos de carbono amorfo con dos tamaños $a = 0.005 \mu\text{m}$ y $a = 0.25 \mu\text{m}$.

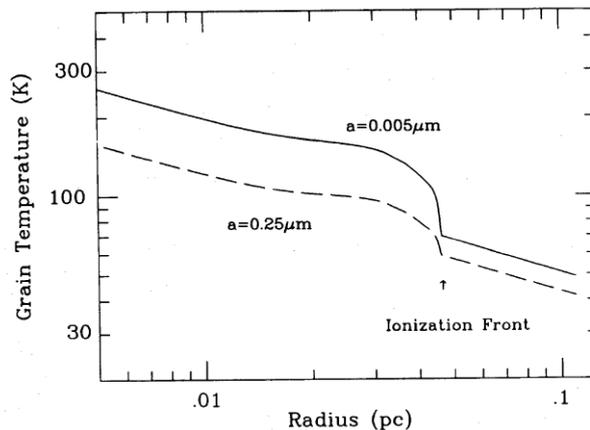


Figura 3.1: Distribución radial de temperatura de los granos con tamaño $a = 0.005 \mu\text{m}$ (línea sólida) y $a = 0.25 \mu\text{m}$ (línea discontinua) de carbono amorfo en el modelo de IC 418 realizado por Hoare (1990).

Para ajustar los flujos de 25 a $60 \mu\text{m}$, la banda a $30 \mu\text{m}$ atribuida a MgS debe ser tomada en cuenta. Dado que no contaba con las propiedades ópticas para MgS, Hoare (1990) mide el exceso

de flujo sobre el continuo definido empíricamente por Forrest et al. (1981) y Moseley & Silverberg (1985) y lo añade a la emisión subyacente del continuo.

Menciona que, tal como se esperaba, ni el grafito ni el carbono amorfo producen suficiente flujo en la región de 1 a 10 μm y que un mejor ajuste en el infrarrojo cercano se podría obtener extendiendo la distribución de tamaño a granos mucho más pequeños. Un modelo analítico para IC 418, que considera granos muy pequeños con capacidad térmica baja, fue realizado por Phillips et al. (1986).

Para investigar el efecto de añadir polvo en una zona de gas neutro, Hoare (1990) extiende la densidad de gas hasta un radio de 0.11 pc con una distribución de densidad que va como r^{-2} . Encuentra que el polvo en la región neutra aumenta el flujo a 100 μm aproximadamente un cincuenta por ciento para ambos tipos de polvo, y que predice una emisión demasiado alta para la observación a 60 μm . Deriva una razón de polvo a gas de 6×10^{-4} para carbono amorfo y de 9×10^{-4} para grafito. La masa total de polvo derivada en dicho trabajo es de $0.5\text{--}1.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$.

Los modelos presentados en el trabajo de Hoare (1990), con los que busca reproducir la emisión IR en IC 418, se muestran en la figura 3.2, para granos de grafito y carbono amorfo. Ambos modelos contienen además granos de SiC para reproducir la banda a 11.5 μm .

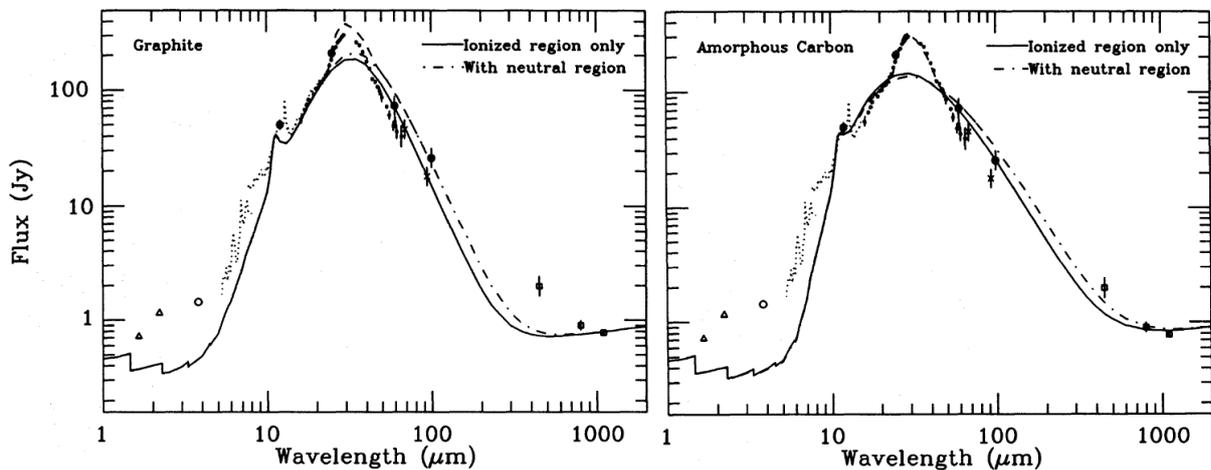


Figura 3.2: Modelos con granos de grafito y SiC (izquierda) y carbono amorfo y SiC (derecha) realizados por Hoare (1990) para reproducir la emisión IR en IC 418. La línea sólida en ambas figuras representa modelos con polvo únicamente en la región ionizada y la línea discontinua muestra los modelos que incluyen polvo en la región neutra.

3.1.1. Diferencias con nuestros modelos

Una de las mayores diferencias entre los modelos realizados por Hoare (1990) y los del presente trabajo es el hecho de que tenemos una mayor cantidad de datos observacionales desde 2 a 200 μm , datos del Observatorio Espacial Infrarrojo (ISO, por sus siglas en inglés), con lo que es posible hacer una comparación más detallada de los modelos y las observaciones.

Además de los datos observacionales, contamos con datos de laboratorio de las propiedades ópticas de MgS, los cuales nos permiten estudiar su emisión de manera consistente, así como el efecto de añadir este tipo de granos sobre la contribución en absorción y emisión debida a los otros tipos de granos.

El hecho de tener acceso a equipo de cómputo mucho más desarrollado nos da la ventaja de poder explorar un amplio rango de parámetros de manera relativamente rápida.

Para definir el radio final de la nebulosa en nuestros modelos utilizamos el comando:

```
stop line "O I" 63.17m reaches 0.1 rel to "H 1" 4861
```

El comando *stop line* se utiliza para definir el radio final de la nebulosa en función de un valor dado de la intensidad de una línea de emisión. Elegimos la línea de [O I] 63.17 μm relativa a H β , esto es, el cociente [O I] 63.17 μm /H β , dado que esperamos que el radio en el cual la intensidad de esta línea llegue al valor de 0.1 (valor observado), sea el radio final de la nebulosa.

Finalmente, los modelos de Hoare (1990) difieren de los nuestros en que nosotros consideramos una PDR con muy alta densidad, pues así lo indican los resultados encontrados en los diagramas de Liu et al. (2001), donde se muestra que IC 418 tiene una alta densidad en la PDR. Sabemos ésto gracias a las observaciones de las líneas de estructura fina de [O I] y [C II].

3.2. Degeneración distancia-tamaño

Una premisa usada con frecuencia es que los granos de polvo más pequeños emiten a longitudes de onda más cortas, mientras que los granos más grandes emiten a longitudes mayores, por la diferencia de temperatura que se tiene en granos de distintos tamaños (los mayores siendo más

fríos). Por otro lado, los granos más lejanos a la fuente central son los más fríos (a tamaños iguales). Una manera de lograr que granos de menor y mayor tamaño tengan su máximo en emisión a la misma longitud de onda, es colocarlos en zonas más lejanas y cercanas a la estrella respectivamente. Con el fin de mostrar lo anterior, se hicieron dos modelos para el tipo del polvo carbono amorfo "be1-amcarb" tomando dos tamaños para este tipo de grano, uno de $0.1 \mu\text{m}$ y otro más pequeño de $0.01 \mu\text{m}$, eligiendo la misma cantidad de polvo en ambos casos. Las emisiones obtenidas para los dos tamaños de polvo se muestran en la figura 3.3. Podemos observar que los granos de polvo que tienen un tamaño menor emiten a una longitud de onda menor, mientras que los granos de polvo de mayor tamaño emiten a longitudes de onda mayores. También podemos ver que si elegimos la misma cantidad de polvo la emisión será mayor para los granos más pequeños.

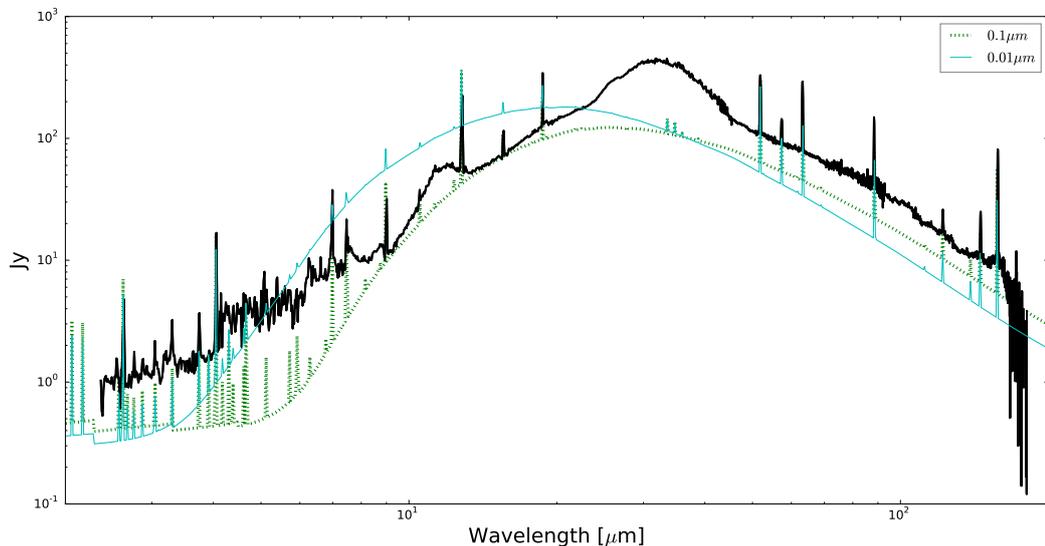


Figura 3.3: La línea negra muestra la observación de la emisión del continuo en IR de la NP IC 418 (como referencia), obtenida con los datos de ISO. La línea azul muestra la emisión IR obtenida en un modelo con un tipo de polvo (carbono amorfo) y con un tamaño de $0.01 \mu\text{m}$. La línea punteada verde muestra la emisión IR para un modelo con el mismo tipo de polvo y con un tamaño de $0.1 \mu\text{m}$. Ambos modelos tienen una razón de polvo a gas de 4.44×10^{-4} , y los granos se encuentran distribuidos uniformemente en toda la nebulosa (región ionizada, y PDR).

Se quiere encontrar si es posible obtener los mismos resultados (a primer orden) para dos tamaños distintos del mismo tipo de polvo, si se varía la distancia a la que éstos se encuentran de

la estrella. Para lograr lo anterior tomaremos los granos de polvo más pequeños y los colocaremos más lejos de la estrella.

Tal como esperabamos, al colocar los granos de polvo más pequeños más lejos de la estrella, la emisión se mueve a longitudes de onda mayores, y se ve disminuida, debido a que más lejos de la estrella se tiene una temperatura menor. Dicho comportamiento se observa en la figura 3.4.

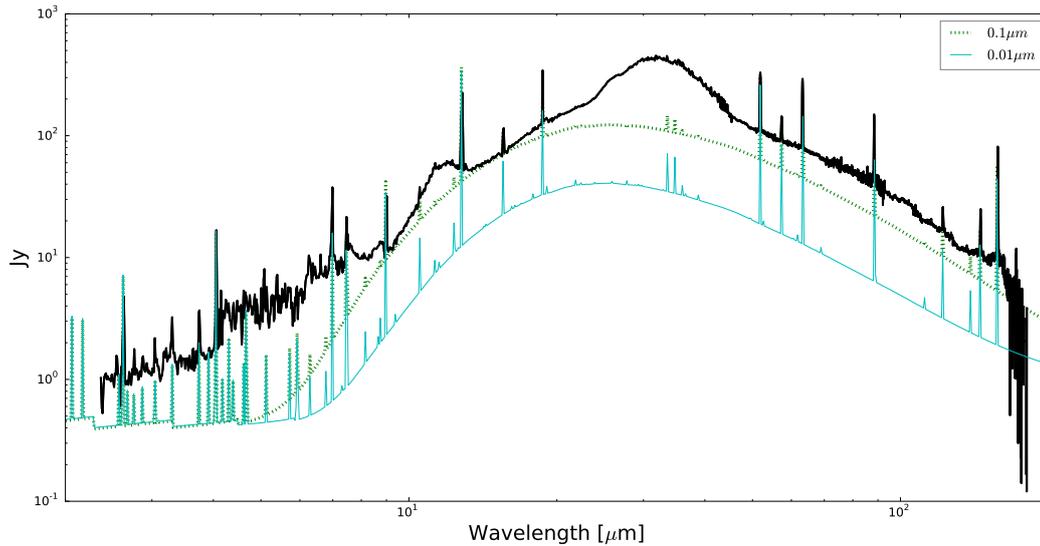


Figura 3.4: La línea negra muestra la observación de la emisión del continuo en IR de la NP IC 418 (como referencia), obtenida con los datos de ISO. La línea azul muestra la emisión obtenida en modelo con un tipo de polvo (carbono amorfo) y con un tamaño de $0.01 \mu\text{m}$, donde los granos de polvo se encuentran distribuidos únicamente en la PDR, y por lo tanto más lejos de la estrella. La línea punteada verde muestra la emisión para un modelo con el mismo tipo de polvo y con un tamaño de $0.1 \mu\text{m}$, estos granos de polvo se encuentran distribuidos de manera uniforme en toda la nebulosa, tanto en la región ionizada como en la PDR. Ambos modelos tienen una razón de polvo a gas de 4.44×10^{-4} .

Para lograr reproducir la emisión de los granos de polvo más grandes, se aumentó la cantidad de granos de polvo más pequeños, hasta que se llegó a resultados muy similares para ambos casos (al menos a primer orden). Los mejores resultados que se obtuvieron se muestran en la figura 3.5.

Al obtener dos modelos distintos con una emisión muy similar (figura 3.5), es necesario verificar si los resultados en cuanto a la masa de polvo y su abundancia son equivalentes, de modo que no tenga

consecuencia en los resultados el elegir cualquiera de las dos distribuciones. Las diferencias entre estos dos modelos se muestran en la tabla 3.2. Al comparar la masa de polvo de ambos modelos encontramos que presentan el mismo orden de magnitud, por una diferencia de aproximadamente el 20 %.

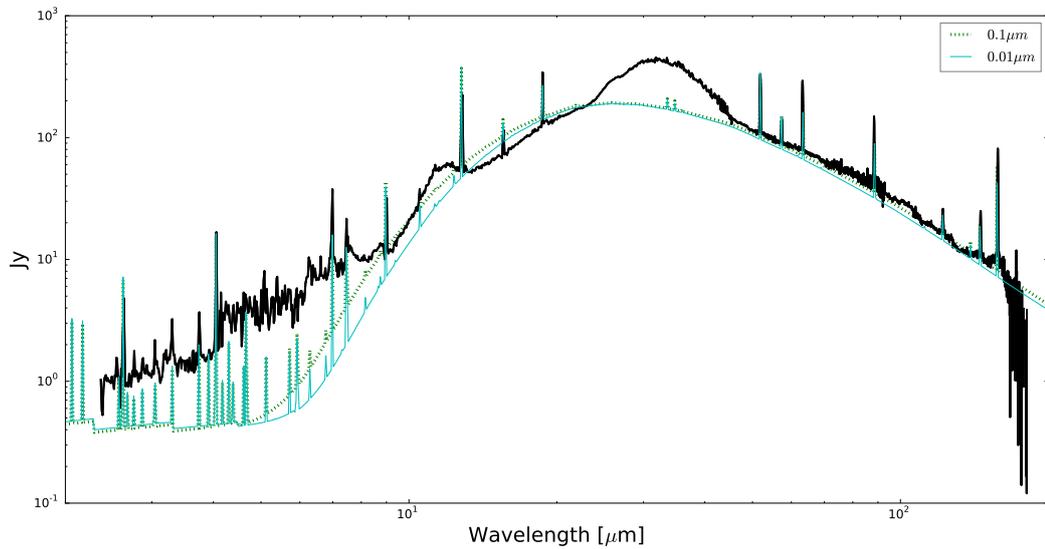


Figura 3.5: La línea negra muestra la observación de la emisión del continuo en IR para la NP IC 418 (como referencia), obtenida con los datos de ISO. La línea azul muestra la emisión de un modelo con un tipo de polvo (carbono amorfo), un tamaño de $0.01 \mu\text{m}$ y una razón de polvo a gas de 4.097×10^{-3} , donde los granos están distribuidos únicamente en la PDR. La línea punteada verde muestra la emisión para un modelo con el mismo tipo de polvo, un tamaño de $0.1 \mu\text{m}$, una razón de polvo a gas de 8.869×10^{-4} , donde los granos se encuentran distribuidos de manera uniforme en toda la nebulosa (región ionizada, y PDR).

	Tamaño	d/g	$\log(\text{C}/\text{H})$	$m_{\text{dust}}(M_{\odot})$
Modelo 1	$0.01 \mu\text{m}$	4.097×10^{-3}	-3.2882	1.71×10^{-4}
Modelo 2	$0.1 \mu\text{m}$	8.869×10^{-4}	-3.9533	2.18×10^{-4}

Tabla 3.2: Diferencias entre los dos modelos con tipo de polvo carbono amorfo.

3.3. Modelos de la emisión del continuo en IR

Debido que la estrella y la nebulosa en IC 418 son ricas en carbono, $C/O \approx 1.82$ (Delgado-Inglada & Rodríguez 2014), elegimos granos compuestos de carbono para reproducir el continuo en emisión.

La fuente más probable de la emisión del continuo en el infrarrojo lejano son granos de carbono grandes (0.01 - 0.1 μm). El grafito ha sido durante algún tiempo un contendiente importante, sin embargo se han hecho fuertes objeciones a grafito puro y se ha propuesto una forma de carbono amorfo como mejor candidato (Bussoletti et al. 1987). Estas dos formas de carbon tienen leyes de emisividad muy distintas en el infrarrojo lejano, $\varepsilon \propto \lambda^{-2}$ para grafito y $\varepsilon \propto \lambda^{-1}$ para carbono amorfo (Hoare 1990).

Los ficheros con extensión “.rfl” (ver sección 2.2) que contienen las propiedades ópticas de los granos de carbono amorfo y grafito, se encuentran en la base de datos de Cloudy y provienen de datos de Martin & Rouleau (1991) y Rouleau & Martin (1991).

Para reproducir la emisión del continuo es necesario considerar granos de polvo de distintos tamaños. Como se mostró en la sección anterior, los granos más pequeños contribuyen en mayor medida a la emisión de longitudes de onda menores, mientras que los granos más grandes contribuyen a longitudes de onda mayores.

Para los modelos del continuo en IR realizamos combinaciones de granos de distintos tamaños; pequeños, medianos (canónicos) y grandes, todos siguiendo una ley de potencias con $\beta = 3.5$ (ecuación 1.7). El contenido de los ficheros “.szd” (ver sección 2.2) que describe la distribución de tamaños elegida a partir del tamaño mínimo y máximo de los granos y la ley de potencias, se muestra en la tabla 3.3.

Para que la emisión de los granos pequeños sea aún más caliente y la de los granos grandes aún más fría, éstos se colocaron en la región ionizada y en la zona neutra, respectivamente. Lo anterior se hizo modificando el fichero *grains.cpp* en Cloudy, tal como se mencionó en la sección 2.3.3. Para ilustrar lo anterior, en la figura 3.6 se muestra la razón de polvo a gas en función del radio para granos pequeños que solo se encuentran en la zona ionizada, para granos grandes que se encuentran únicamente en la región neutra y para granos canónicos que se encuentran en ambas

regiones, todos compuestos de carbono amorfo.

“.szd”	a_{min}	a_{max}
pequeños	$0.0005 \mu\text{m}$	$0.03 \mu\text{m}$
canónicos	$0.005 \mu\text{m}$	$0.25 \mu\text{m}$
grandes	$0.03 \mu\text{m}$	$0.4 \mu\text{m}$

Tabla 3.3: Tamaños mínimo y máximo de los granos de polvo utilizados en los modelos, siguiendo una ley de potencias a la -3.5.

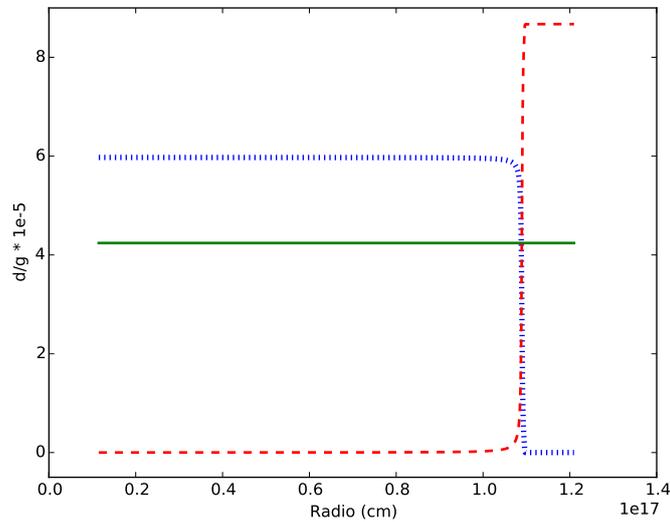


Figura 3.6: Gradiente de la razón de polvo a gas para los granos con tamaño: $a = 0.0005 \mu\text{m}$ en la región ionizada (línea punteada azul), $a = 0.005 \mu\text{m}$ en la PDR (línea discontinua roja) y $a = 0.03 \mu\text{m}$ en ambas regiones (línea sólida verde), para un modelo con carbono amorfo. Solamente se muestran los tamaños mínimos de las distribuciones ya que ésta gráfica tiene fines ilustrativos.

En la figura 3.7 se muestra la temperatura de los granos más pequeños y más grandes de cada distribución de tamaño, para un modelo con granos de carbono amorfo. En ésta se puede ver que los granos más pequeños son los más calientes y los más grandes los más fríos. El gradiente de temperatura de los granos muestra un comportamiento similar al de los modelos de Hoare (1990) mostrados en la figura 3.1, en ambos casos se muestra el mismo comportamiento en la temperatura del polvo al cruzar el frente de ionización.

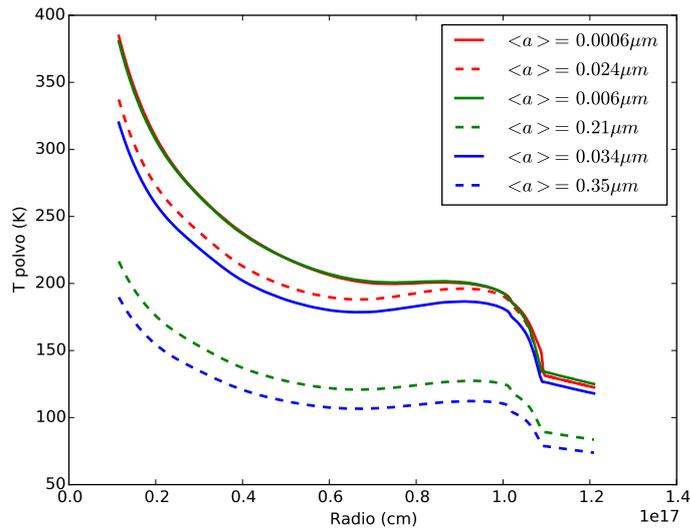


Figura 3.7: Temperatura del polvo en función del radio para los tamaños (promediados por bin) extremos a_{min} (línea sólida) y a_{max} (línea discontinua) de las 3 distribuciones de tamaños; pequeños (rojo), canónicos (verde) y grandes (azul) mostrados en la tabla 3.3.

Exploramos la emisión de los granos de polvo de tipo silicatos para asegurarnos que realmente no era posible reproducir la emisión del continuo en IR con este tipo de granos. Uno de los modelos realizados con granos canónicos de silicato se muestra en la figura 3.8, en ésta se puede apreciar que la emisión de este tipo de granos no logra reproducir las observaciones.

De todos los modelos explorados para grafito y carbono amorfo con los distintos tamaños de granos, los que mejor ajustan el continuo se muestran en la figura 3.9. Podemos ver que a longitudes de onda cortas, $\lambda < 10 \mu\text{m}$, el modelo con grafito ajusta mejor, mientras que a longitudes de onda mayores, $\lambda > 10 \mu\text{m}$, ajusta mejor el modelo con carbono amorfo. Recordemos que el objetivo principal es ajustar las bandas a 11.5 y 30 μm , las cuales se encuentran a $\lambda > 10 \mu\text{m}$, elegimos el modelo con granos de carbono amorfo para reproducir el continuo en IR.

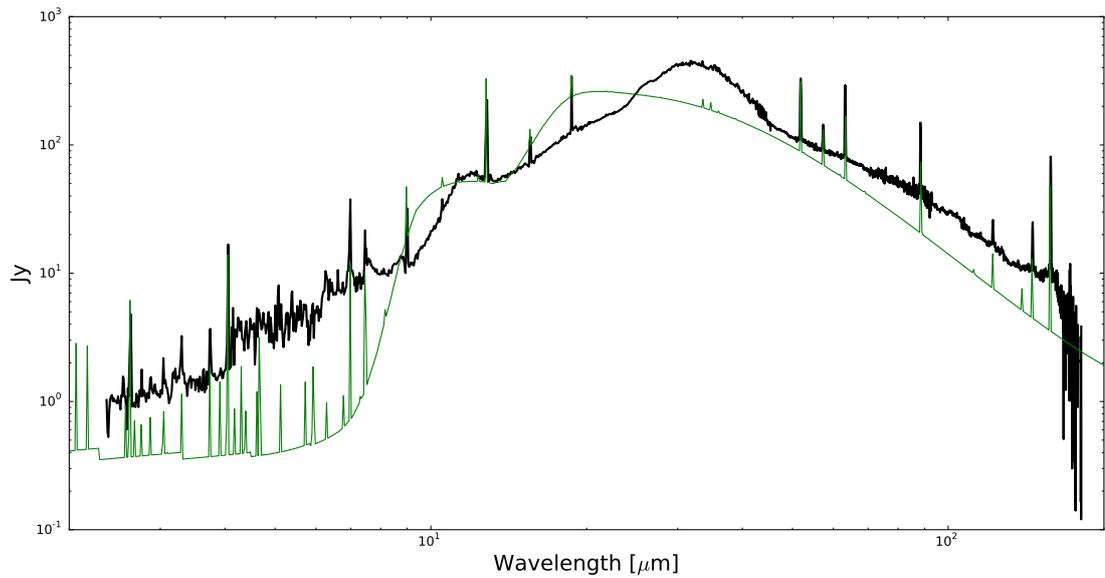


Figura 3.8: La línea negra muestra las observaciones de ISO de 2 a 200 μm y la línea verde muestra un modelo con granos canónicos de silicato para IC 418.

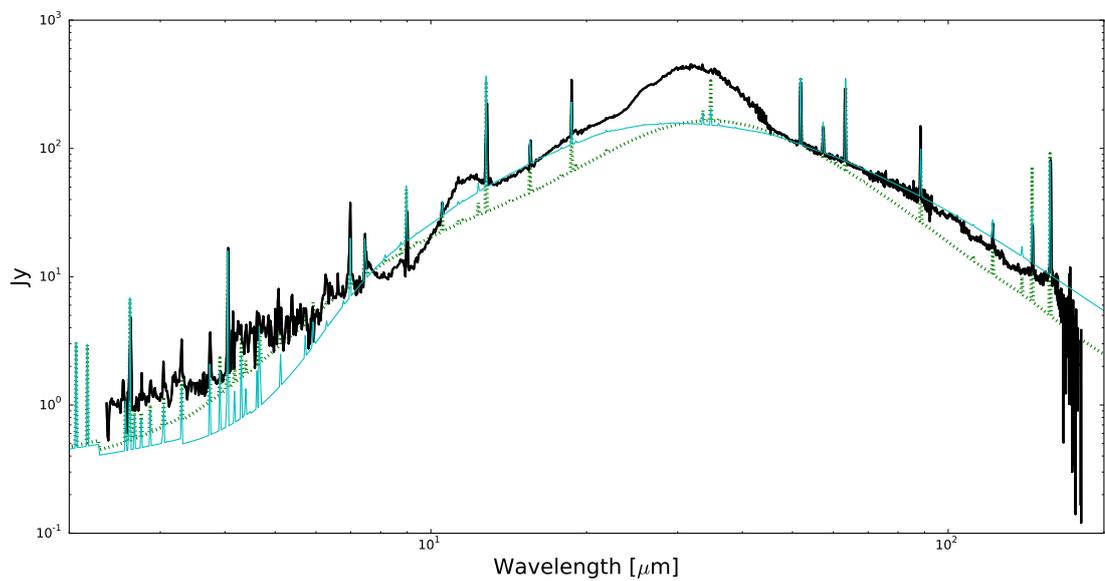


Figura 3.9: Modelos de la emisión del continuo en IR. La línea negra muestra las observaciones de ISO de 2 a 200 μm . La línea punteada verde muestra el modelo con granos de grafito y la línea azul muestra el modelo con granos de carbono amorfo.

3.4. Ajustando las bandas a $11.5 \mu\text{m}$ y $30 \mu\text{m}$

El espectro de emisión en IR muestra dos bandas a $11.5 \mu\text{m}$ y $30 \mu\text{m}$, mostradas en las figuras 3.10 y 3.11 respectivamente. Para la primera, distintos autores proponen como posible causante la molécula de polvo SiC, mientras que para la segunda no se tiene un consenso sobre la molécula que la causa. En este trabajo se explorará la molécula de polvo de MgS como causante de dicha banda (Goebel & Moseley 1985).

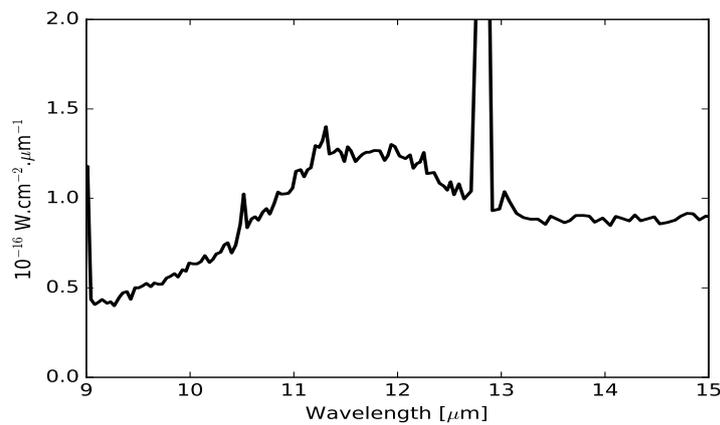


Figura 3.10: Observación de la emisión del polvo de 9 a $15 \mu\text{m}$, obtenida con los datos de ISO. En la figura se muestra la banda a $11.5 \mu\text{m}$.

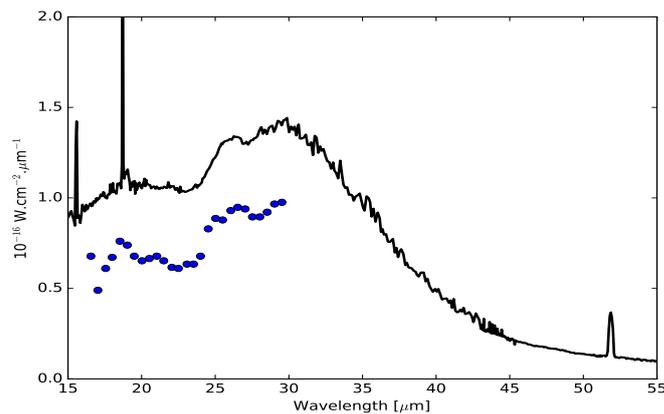


Figura 3.11: La línea negra muestra la observación de la emisión del polvo de 15 a $55 \mu\text{m}$, obtenida con los datos de ISO. Los puntos azules son observaciones obtenidas con el Observatorio Aerotransportado Kuiper (KAO, por sus siglas en inglés).

3.4.1. Modelos con granos esféricos de SiC

Las nebulosas planetarias que son moderadamente ricas en carbono ($\text{C/O} \gtrsim 1$) exhiben una banda en emisión alrededor de $11.2 \mu\text{m}$ que generalmente se atribuye a carburo de silicio (SiC) (Hoare 1990). Estudios de laboratorio muestran que la eficiencia en extinción de SiC solo es importante a longitudes de onda cercanas a $11 \mu\text{m}$, por lo que ésta no puede ser responsable por la emisión del continuo en IR (Borghesi et al. 1985).

La molécula de SiC existe en dos formas cristalográficas: hexagonal/romboédrica (α -SiC), la cual exhibe un fuerte pico en emisión alrededor de $11 \mu\text{m}$, y cúbica (β -SiC). Para reproducir la banda a $11.5 \mu\text{m}$ mostrada en la figura 3.10 se realizaron modelos con granos esféricos de SiC, cuyas propiedades ópticas se tomaron de Pegourie (1988) para moléculas de α -SiC. La distribución de tamaños adoptada para los granos de SiC sigue una ley de potencias de -3.5 con $a_{\text{min}} = 0.06 \mu\text{m}$, $a_{\text{max}} = 0.4 \mu\text{m}$. Se añadieron granos de carbono amorfo al modelo para reproducir el continuo, con la misma distribución radial que se utilizó en la sección 3.3. El modelo obtenido que mejor reproduce la banda a $11.5 \mu\text{m}$ se presenta en la figura 3.12.

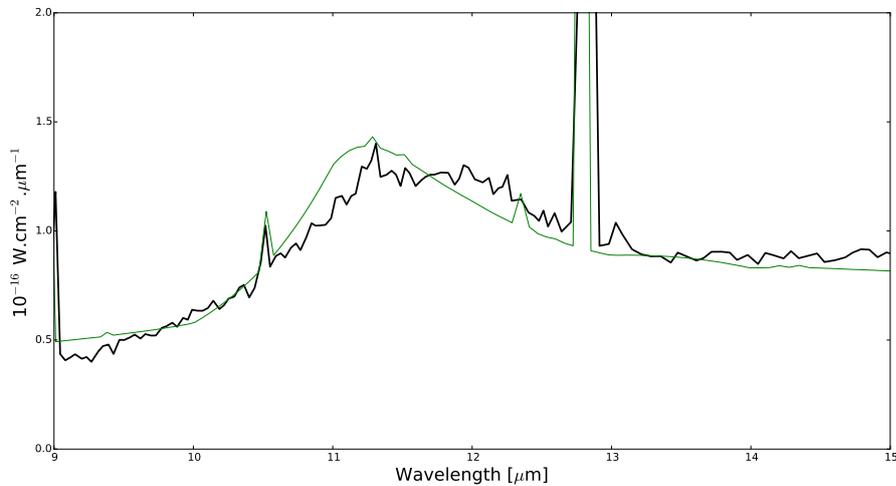


Figura 3.12: Línea negra: observaciones con datos de ISO de 9 a $15 \mu\text{m}$, línea verde: emisión IR de modelo con granos esféricos de SiC y carbono amorfo.

Vemos que el modelo con granos de SiC que se muestra en la figura 3.12, reproduce casi totalmente la banda a $11.5 \mu\text{m}$, con un flujo ligeramente menor a la observación en $\lambda \sim 12 \mu\text{m}$. Otras

morfologías podrían ser exploradas para obtener el flujo faltante.

3.4.2. Modelos con granos de MgS

En la figura 3.11 se observa la banda en la emisión a $30 \mu\text{m}$, que presenta dos máximos en emisión, uno cercano a $26 \mu\text{m}$ y otro a $30 \mu\text{m}$. Para intentar reproducir dicha estructura en emisión añadimos granos esféricos de MgS al modelo con granos de carbono amorfo y SiC visto en la sección 3.4.1. Variando la razón de polvo a gas para los granos de MgS buscamos el modelo que mejor ajuste las observaciones, el cual se muestra en la figura 3.13. Analizando nuestro mejor modelo encontramos que con granos esféricos de MgS no podemos reproducir toda la emisión, pues nos falta gran parte a $\lambda \gtrsim 30 \mu\text{m}$.

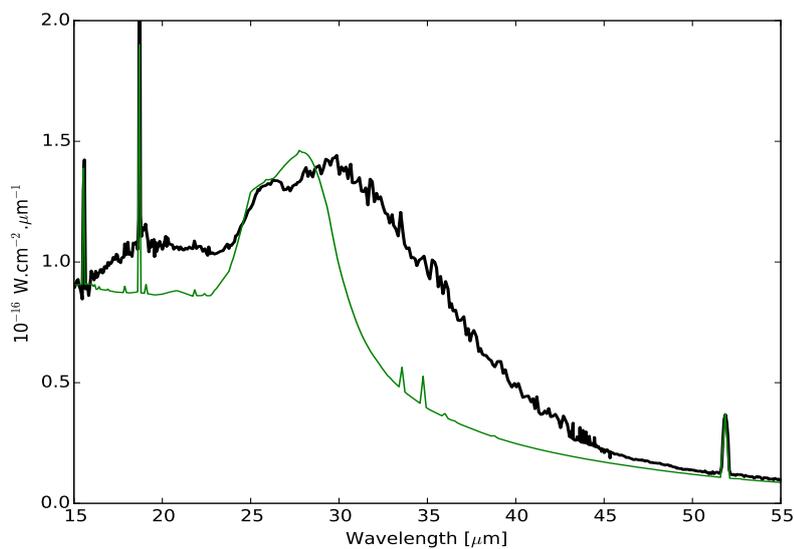


Figura 3.13: La línea negra muestra las observaciones de ISO de 15 a $55 \mu\text{m}$, la línea verde muestra el mejor modelo con granos esféricos de MgS para reproducir la banda a $30 \mu\text{m}$ y granos de carbono amorfo y SiC para modelar el continuo y la banda a $11.5 \mu\text{m}$, respectivamente.

En un estudio realizado por Hony et al. (2002b) en el que se explora la molécula de MgS como posible causante de la banda en emisión a $30 \mu\text{m}$, para estrellas post AGB y nebulosas planetarias ricas en carbono, se muestra que la sección transversal en absorción de MgS cerca de $30 \mu\text{m}$ es muy sensible a la forma de los granos. Hony et al. (2002b) estudian el efecto de modificar la forma

de los granos de MgS en sus propiedades de absorción, como se muestra en la figura 3.14.

De la figura 3.14 vemos que cuando Hony et al. (2002b) pasan de granos esféricos a elipsoidales (10:1:1, 3:1:1, 3:3:1 y 10:10:1) de MgS, la banda en emisión se ensancha y su máximo se recorre en longitud de onda, mientras que para una distribución continua de esferoides (CDE) la emisión se ensancha y se suaviza de forma similar al continuo.

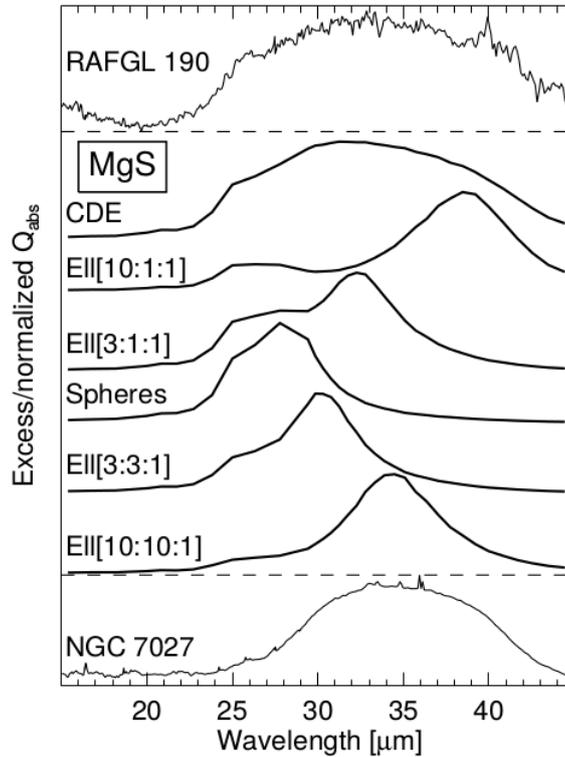


Figura 3.14: Absorción de MgS como función de la forma de los granos de 15 a $45 \mu\text{m}$. Los números entre los corchetes se refieren a las relaciones de los ejes para los granos elipsoidales. Por comparación se muestran las emisividades derivadas para RAFGL 190 y NGC 7027 (Hony et al. 2002b).

Para encontrar la emisión faltante cercana a $\lambda \gtrsim 30 \mu\text{m}$ (ver figura 3.13), realizaremos un tratamiento similar al que aparece en Hony et al. (2002b), pasando de granos esféricos a elipsoidales de MgS. Para hacer esto, utilizamos las propiedades ópticas n y k para $\text{Mg}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}\text{S}$, ya que no contamos con datos ópticos para MgS puro, sin embargo, esperamos que la contribución de FeS sea despreciable. Estas propiedades ópticas son obtenidas por el Grupo de Laboratorio de Astrofísica del AIU Jena¹, con las cuales calculamos la eficiencia en absorción (Q_{abs}) para granos elipsoidales

¹<http://www.astro.uni-jena.de/Laboratory/Database/databases.html>

siguiendo el procedimiento desarrollado en la sección 1.3.4.

Exploramos la emisión de los granos elipsoidales de MgS para las razones de ejes a , b y c , que se ejemplifican en la figura 3.15. Se realizaron modelos para las siguientes razones de ejes: 3:1:1, 3:3:1, 6:1:1, 6:3:1 y 6:6:1 de granos MgS con tamaños canónicos (ver tabla 3.3) y se añadieron los granos de carbono amorfo y SiC para reproducir el continuo y la banda a $11.5 \mu\text{m}$, respectivamente. Los resultados de estos modelos se muestran en la figura 3.16.

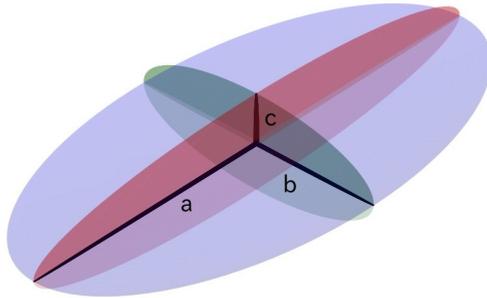


Figura 3.15: Elipsoide con razones de ejes: a , b y c , utilizado para representar granos elipsoidales de MgS.

En la figura 3.16 se muestra que para cada morfología la banda $\sim 30 \mu\text{m}$ es distinta, cada una contribuye de forma distinta a la emisión. Sin embargo, al hacer una combinación de todas las morfologías exploradas, el resultado no debería ser tan simple como la suma de las emisiones, puesto que cada grano tendrá una contribución distinta, debido a la competencia en la absorción y emisión para cada morfología.

Dado que los modelos con una sola morfología de MgS no devuelven el resultado que buscamos, realizamos un modelo que contiene granos esféricos de MgS y los cinco tipos de elipsoides con la misma abundancia para cada una de las morfologías. Incluimos en el modelo granos esféricos de carbono amorfo y SiC para considerar la emisión del continuo y la banda a $11.5 \mu\text{m}$, respectivamente. El resultado del modelo (en lo sucesivo modelo base) se muestra en la figura 3.17. Podemos ver que la emisión para $\lambda \geq 30 \mu\text{m}$ se vuelve importante al considerar las seis morfologías de granos de MgS, mientras que únicamente con granos esféricos de MgS no es el caso. Sin embargo, la emisión aún no es la deseada, pues el ensanchamiento obtenido con éste modelo es mucho menor al observado para longitudes de onda menores a $27 \mu\text{m}$, y ligeramente menor para longitudes mayores a $35 \mu\text{m}$.

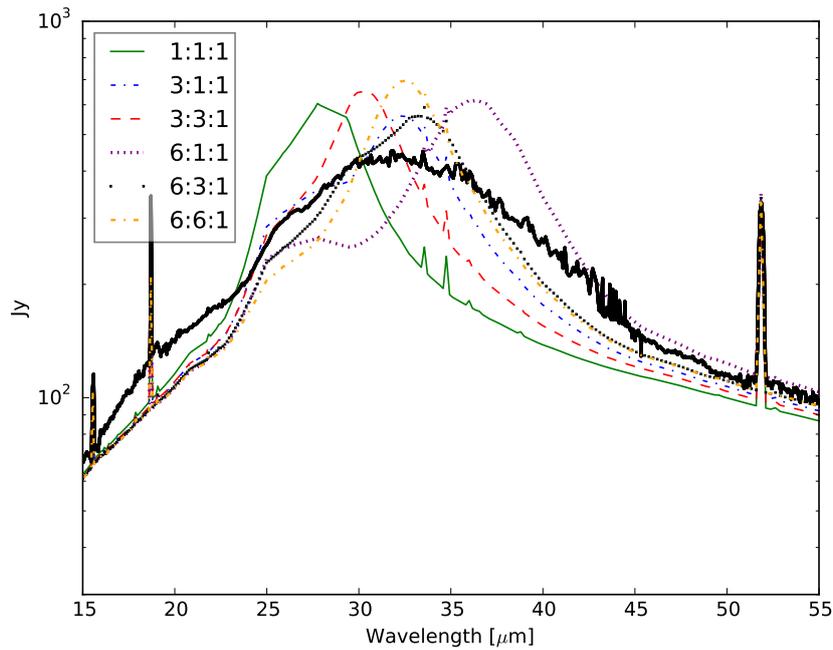


Figura 3.16: Modelos de la emisión del polvo para granos de MgS. La línea negra muestra las observaciones de ISO de 15 a $55 \mu\text{m}$, la línea verde sólida muestra un modelo con granos esféricos de MgS, mientras que las líneas discontinuas muestran modelos con granos elipsoidales de MgS cuyas relaciones de ejes son 3:1:1, 3:3:3, 6:1:1, 6:3:1 y 6:6:1 en los colores azul, rojo, morado, negro y naranja, respectivamente.

Para encontrar el resultado que deseamos, es necesario que la emisión en ambos extremos de la banda a $30 \mu\text{m}$ aumente. Podemos ver en la figura 3.16 que el modelo cuyo máximo en emisión se encuentra a la longitud de onda mayor, es el obtenido utilizando granos elipsoidales con relación de ejes 6:1:1. Mientras que el modelo con el máximo en emisión a la longitud de onda menor es el obtenido con granos esféricos (relación de ejes 1:1:1). De manera que si estos tipos de granos tuvieran un peso mayor en el modelo base (ver figura 3.17), se podría obtener la emisión faltante.

Para verificar esto, hacemos una red de modelos en la que variamos la cantidad de polvo en cada una de las cinco morfologías de tres maneras: disminuyendo o aumentando su abundancia 20% respecto al modelo base y dejándola igual al modelo base, de modo que obtenemos 729 modelos, los cuales también incluyen granos de carbono amorfo y de SiC. Encontramos el modelo que mejor ajusta las observaciones utilizando χ^2 . En dicho modelo los granos con relaciones de ejes 6:1:1 y 1:1:1 tienen una abundancia 20% mayor al modelo base, mientras que los granos con las demás

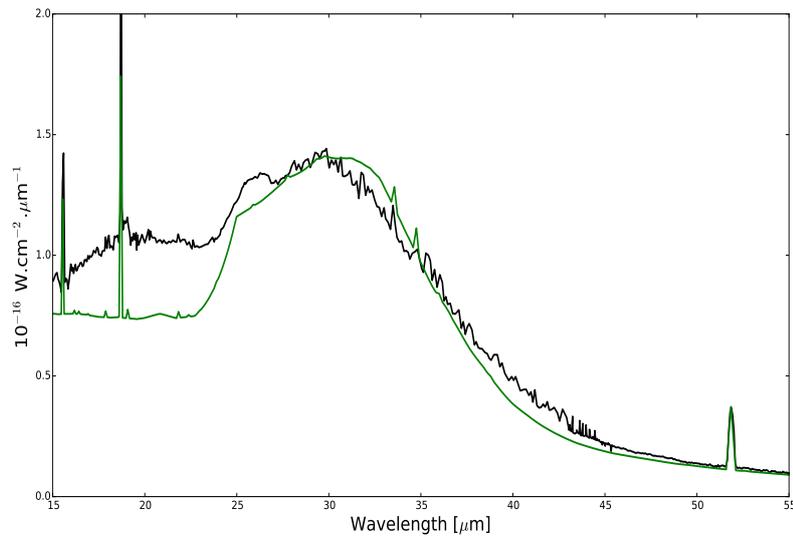


Figura 3.17: La línea negra muestra las observaciones de ISO de 15 a 55 μm , la línea verde muestra la emisión IR del modelo base.

morfologías de MgS tienen una abundancia 20 % menor respecto al modelo base. Como el mejor modelo obtenido en la red de modelos apunta en la dirección que esperábamos, hacemos otra red de modelos dejando que la abundancia de los seis tipos de MgS aumente o disminuya un 40 % respecto al modelo base o se mantenga igual a éste.

Calculamos χ^2 para cada modelo de las dos redes, sumando un total de 1457 modelos, previendo que el modelo con mejor ajuste encontrado en la primera red de modelos tenga una χ^2 menor que cualquier modelo de la segunda red. El modelo con menor χ^2 , se muestra en la figura 3.18 (junto con el modelo base) y contiene granos de MgS 6:1:1 con abundancia 40 % mayor al modelo base, granos de MgS 1:1:1 y 3:3:1 con una abundancia igual al modelo base, y el resto de las morfologías de MgS con abundancias 40 % menor al modelo base. Podemos ver que el modelo con menor χ^2 (en lo sucesivo modelo óptimo) ajusta considerablemente mejor las observaciones que el modelo base. Para afinar este resultado, hacemos una nueva red de modelos en la que permitimos que la cantidad de polvo de cada morfología varíe en un 10 % por encima o por debajo de su valor en el modelo óptimo, o permanezca igual que en éste. Finalmente, seleccionamos el modelo con menor χ^2 de esta nueva red. Dicho modelo tenía una abundancia 10 % menor respecto al modelo óptimo para las morfologías 6:3:1 y 6:6:1, una abundancia igual que en el modelo óptimo para

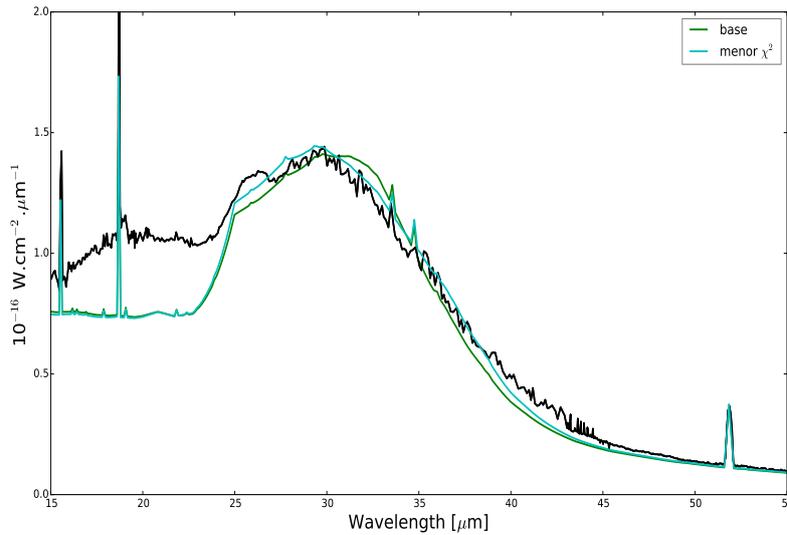


Figura 3.18: Línea negra; observaciones de ISO de 15 a $55 \mu\text{m}$, línea verde; emisión del modelo base, línea azul; emisión del modelo con menor χ^2 de las dos redes de modelos.

las morfologías 3:1:1 y 3:3:1, y una abundancia 10 % mayor respecto al modelo óptimo para las morfologías 1:1:1 y 6:1:1.

3.4.3. Modelos con granos elipsoidales de SiC

En la sección anterior exploramos el hecho de pasar de granos esféricos a elipsoidales de MgS, obteniendo los resultados deseados. Debido a esto, realizamos el mismo procedimiento para los granos de SiC, partiendo de las propiedades ópticas n y k obtenidas por Pegourie (1988) con las que calculamos la eficiencia en absorción (procedimiento desarrollado en la sección 1.3.4) para granos elipsoidales con las mismas razones de ejes estudiadas en la sección anterior (1:1:1, 3:1:1, 3:3:1, 6:1:1, 6:3:1 y 6:6:1).

En la figura 3.19 se muestra la emisión resultante de 9 a $15 \mu\text{m}$ para los modelos con las 6 morfologías de SiC exploradas. A estos modelos se les añadió los mismos granos de carbono amorfo y MgS que en el modelo con menor χ^2 de la sección anterior. Podemos ver que cada tipo de morfología de SiC, contribuye de manera distinta en la emisión de la banda a $11.5 \mu\text{m}$.

Después de estudiar la emisión por separado de cada una de las morfologías de SiC, realizamos

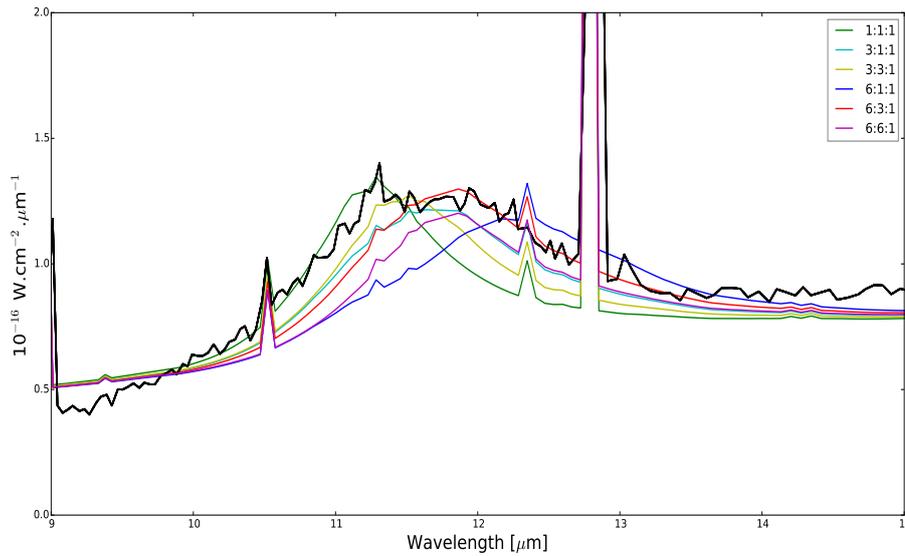


Figura 3.19: Línea negra: observaciones de ISO de 9 a 15 μm . Las líneas de colores muestran los distintos modelos obtenidos con las morfologías exploradas para granos de SiC.

un modelo (modelo adoptado) con las seis morfologías de SiC, con la misma razón de polvo a gas para cada una, además se le añadieron granos de carbono amorfo y MgS iguales al modelo con menor χ^2 (ver figura 3.18). La emisión de 9 a 15 μm del modelo adoptado se muestra en la figura 3.20.

El fichero de entrada en Cloudy del modelo adoptado se muestra en el Apéndice A, y la emisión resultante del mismo se presenta en la figura 3.21. La primera gráfica (arriba a la izquierda) en la figura 3.21, se muestra la emisión obtenida en el modelo adoptado desde 1 μm hasta $2 \times 10^5 \mu\text{m}$, de donde podemos ver que el modelo llega a ajustar la emisión hasta longitudes de onda de radio (puntos verdes). En la segunda gráfica (arriba a la derecha) de la figura 3.21 se muestra toda la parte de la emisión infrarroja (0 a 200 μm) del modelo y de las observaciones, y se puede apreciar que el modelo ajusta bastante bien toda la emisión de manera general. En la tercera gráfica (en medio a la izquierda) de la figura 3.21 mostramos la parte del infrarrojo cercano de 2 a 10 μm , donde podemos ver que el modelo queda por debajo de las observaciones, ya que como se comentó en la sección 3.3, con los granos de carbono amorfo explorados solamente podemos reproducir de manera satisfactoria la emisión para $\lambda > 10 \mu\text{m}$. En la cuarta gráfica (en medio a la derecha) se muestra la emisión de 8 a 15 μm , en la que aparece la banda en emisión a 11.5 μm , podemos ver

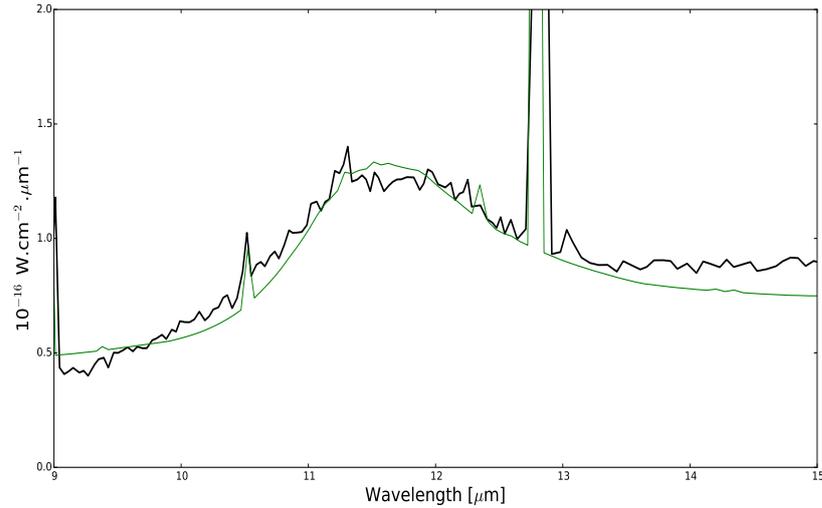


Figura 3.20: Línea negra: observaciones de ISO de 9 a $15 \mu\text{m}$. Línea verde: emisión del modelo adoptado, ajustando la banda a $11.5 \mu\text{m}$.

que se obtiene un buen ajuste a esta banda con el modelo adoptado. En la quinta gráfica (abajo a la izquierda) se muestra la emisión de 10 a $38 \mu\text{m}$ mostrando las bandas a 11.5 y $30 \mu\text{m}$, vemos que el modelo ajusta de manera global ambas bandas, sin embargo entre 13 y $25 \mu\text{m}$ se observa un claro faltante en la emisión del modelo respecto a la observación, el cual no logramos reproducir con este modelo. En la sexta figura (abajo a la derecha) se muestra la emisión de 25 a $55 \mu\text{m}$ mostrando la banda en emisión a $30 \mu\text{m}$, vemos que el modelo adoptado da un buen ajuste a esta banda.

La distribución de tamaños, las formas y los tipos de granos de polvo, con las respectivas razones de polvo a gas elegidas en el modelo adoptado se muestran en la tabla 3.4. Las abundancias de C, Mg, S y Si que se encuentran de dicho modelo se encuentran en la tabla 3.5.

Tipo de granos	d/g (por masa)	$a_{min}(\mu\text{m})$	$a_{min}(\mu\text{m})$	H ⁺	H ⁰
Carbono amorfo (esférico)	2.18×10^{-05}	0.0005	0.03	X	
Carbono amorfo (esférico)	9.53×10^{-05}	0.005	0.25	X	X
Carbono amorfo (esférico)	2.63×10^{-05}	0.03	0.4		X
SiC (para las 6 morfologías)	1.17×10^{-06}	0.005	0.25	X	X
MgS (1:1:1)	1.30×10^{-04}	0.005	0.25	X	X
MgS (3:1:1)	7.07×10^{-05}	0.005	0.25	X	X
MgS (3:3:1)	1.18×10^{-04}	0.005	0.25	X	X
MgS (6:3:1 y 6:6:1)	5.89×10^{-05}	0.005	0.25	X	X
MgS (6:1:1)	1.77×10^{-04}	0.005	0.25	X	X

Tabla 3.4: Parámetros de entrada del modelo adoptado.

Elemento	Gas	Polvo	Total	Solar
C	-3.15	-4.82	-3.14	-3.61
Mg	-4.95	-4.85	-4.59	-4.47
Si	-5.65	-6.58	-5.60	-4.49
S	-5.35	-4.81	-4.70	-4.86

Tabla 3.5: Abundancias de C, Mg, Si y S en gas y polvo de IC 418 obtenidas del modelo adoptado y valores solares usados como referencia.

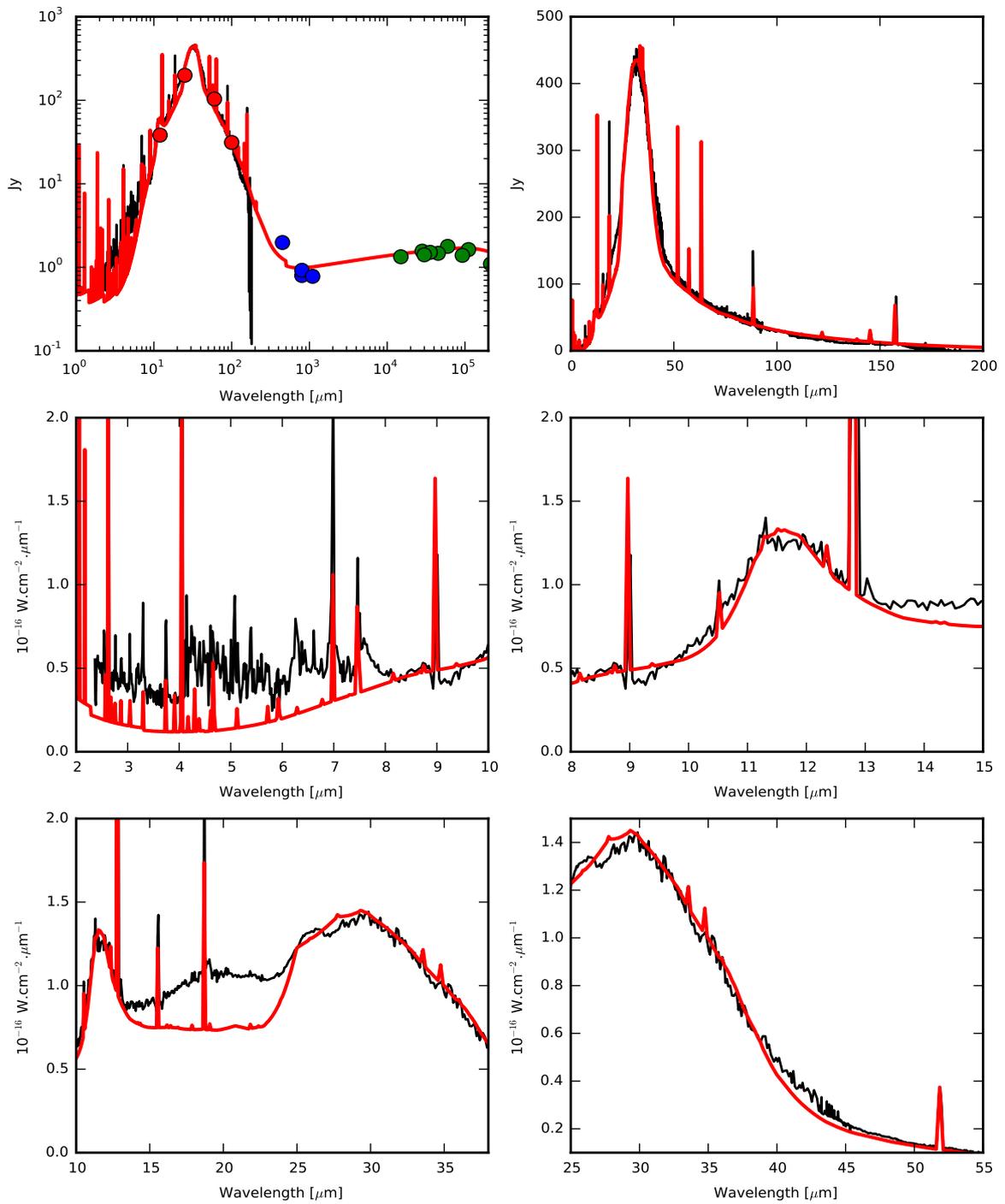


Figura 3.21: En color negro se muestra la observación de ISO, los puntos rojos son datos de IRAS, los puntos azules son obtenidos de Hoare (1990) y los puntos verdes son datos en radio. La línea roja muestra la emisión del modelo adoptado.

Capítulo 4

Discusión

En la sección 3.2 se buscó obtener la misma emisión IR resultante (a primer orden) para dos modelos con distinta distribución radial de los granos y distinto tamaño. En el primero se colocaron granos grandes ($0.1 \mu\text{m}$) en toda la nebulosa, esto es, región ionizada y PDR. En el segundo modelo se colocaron granos pequeños ($0.01 \mu\text{m}$) únicamente en la PDR. El resultado está mostrado en la gráfica 3.5, donde la emisión es ligeramente distinta para $\lambda < 20 \mu\text{m}$, mientras que para $\lambda > 20 \mu\text{m}$ es difícil distinguir entre la emisión de un modelo y el otro. Recordemos que el obtener una emisión tan cercana para ambos modelos se debe a que mientras los granos grandes emiten a longitudes de onda largas, los granos pequeños emiten a longitudes de onda cortas, de manera que al colocar los granos de polvo pequeños más lejos de la estrella, estos se encuentran en una zona con menor temperatura, lo que causa que emitan a longitudes de onda mayores, acercando el máximo en emisión de los granos pequeños al de los granos grandes. Sumado a esto, si se aumenta la cantidad de granos pequeños, es posible hacer que la emisión del modelo con granos pequeños arroje aproximadamente la misma emisión que el modelo con granos grandes.

Elegimos una distribución que contiene granos pequeños en la parte ionizada, grandes en la parte neutra y canónicos en ambas regiones (ver sección 3.3), debido a que el escenario físico en el que se tendría esta distribución es plausible, podemos suponer que los granos más pequeños son más recientes al encontrarse más cerca de la estrella, mientras que los granos grandes al estar más alejados de la estrella, se han creado primero y han tenido tiempo de crecer por acreción, o que todos los granos se han formado al mismo tiempo, pero que los granos más lejanos (los que se

encuentran en la PDR) han sufrido menos procesos de destrucción y han tenido más posibilidad de crecer por acreción, que los que se encuentran más cerca de la estrella (en la región ionizada). En el trabajo de van Hoof et al. (2000) se menciona que en el proceso de destrucción del polvo los granos pequeños serían los primeros en ser destruidos. Como se trata de una nebulosa planetaria joven esperamos que la fragmentación de los granos de polvo debida a los fotones UV, no conlleve a su destrucción total, sino solamente a la disminución de su tamaño.

El tipo de polvo que regresa al medio interestelar depende de la razón C/O de la fuente. La mayoría de las estrellas gigantes rojas son ricas en oxígeno y producen silicatos, mientras que las nebulosas planetarias son predominantemente ricas en carbono y producen granos a base del mismo (Hoare 1990). Aunque el tipo de polvo que se espera en IC 418 es a base de carbono ($C/O > 1$), se estudió la emisión de los granos de polvo de tipo silicatos. Lo anterior para no descartar la posibilidad de que éstos pudieran generarse durante una etapa en la que la estrella central tuviera $C/O < 1$. Encontramos que la emisión resultante para los granos de tipo silicatos no ajusta las observaciones (ver figura 3.8), lo cual nos lleva a pensar que este tipo de granos no se generaron en la estrella central de la NP, o bien, sí se generaron, pero su abundancia no es lo suficientemente alta para que contribuyan de manera visible en la emisión del continuo IR.

Realizamos modelos con dos tipos de granos a base de carbono para reproducir el continuo IR: grafito y carbono amorfo. Encontrando que la emisión con granos de grafito es mejor en ajustar la emisión a $\lambda < 10 \mu\text{m}$, mientras que los granos de carbono amorfo nos dan un mejor ajuste a longitudes de onda mayores ($\lambda > 10 \mu\text{m}$). Recordemos que estos tipos de granos a base de carbono tienen leyes de emisividad distintas, $\varepsilon \propto \lambda^{-2}$ para grafito y $\varepsilon \propto \lambda^{-1}$ para carbono amorfo, por lo que la emisión para los granos de grafito cae más rápido que para los granos de carbono amorfo, de manera que éstos dan un mejor ajuste en el infrarrojo lejano.

Al comparar nuestros modelos con los obtenidos por Hoare (1990), se encuentran diferencias significativas en la emisión, apuntando a un mejor ajuste en el caso de nuestros modelos. Hay que tomar en cuenta que el trabajo citado se realizó hace más de 25 años, por lo que se tienen grandes mejoras respecto a los datos que se tenían en aquel momento y los que se tienen ahora. Contamos con observaciones de las líneas de estructura fina de [O I] y [C II] que permiten determinar la densidad y temperatura de la PDR, haciendo imprescindible su inclusión en los modelos. Además

de tener observaciones en IR que van de 2 a 200 μm (lo que permite comparar de manera más precisa los resultados del modelo con las observaciones), contamos con datos ópticos para granos de MgS que hacen posible estudiar su emisión de manera detallada. Otra diferencia entre nuestros modelos es que consideramos distintas morfologías (esferas y elipsoides) de MgS y SiC, las cuales se pueden explorar de manera extensiva gracias al enorme avance computacional que permite realizar redes de modelos en intervalos de tiempo considerablemente pequeños (cerca de 2 minutos por modelo).

A pesar de las grandes ventajas que ahora se tienen en la mejora de los datos y el tiempo de cómputo, aún falta camino por recorrer para poder obtener modelos totalmente consistentes de la emisión del polvo, ya que existen dificultades para encontrar las propiedades ópticas de ciertos granos de polvo, especialmente en el UV. En nuestros modelos con granos de MgS utilizamos los datos ópticos de la base de datos de Jena¹, que en realidad son para la molécula de $\text{Mg}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}\text{S}$, puesto que no se encontraron datos ópticos para la molécula de MgS pura. Además tenemos el problema de que estos datos solo van de 0.1 μm a 500 μm , por lo que los datos en UV son obtenidos de otros granos. Esto genera una debilidad en el modelo, al no ser totalmente consistente con las propiedades ópticas de todos los granos considerados.

El ensanchamiento a 30 μm observado en IC 418, no se logra reproducir completamente utilizando granos esféricos de MgS. Sin embargo, al considerar una combinación de granos esféricos y elipsoidales de MgS logramos reproducir el ensanchamiento a 30 μm de manera satisfactoria. Por otro lado, entre 15 y 25 μm aproximadamente, existe una fuerte discrepancia entre la observación y el modelo, como se puede ver en las gráficas de la figura 3.21, la cual no fue posible reproducir con ninguno de los tipos de granos explorados en los modelos. Una posibilidad es que la discrepancia sea causada por que las propiedades ópticas para los granos estudiados no sean los adecuados, y nuevos datos ópticos son necesarios. No obstante, Otsuka (2015) reporta una banda entre 16-24 μm para la PN Wray 16-423, y propone como posible causante granos grandes de PAH, haciendo la suposición de que los granos de PAH causantes de la banda de 6-9 μm se crean por la destrucción de granos grandes de PAH y de esta forma sugiere una anticorrelación entre las intensidades de la banda a 16-24 μm y la banda 6-9 μm de PAH. Dado que en nuestras observaciones no encontramos

¹<http://www.astro.uni-jena.de/Laboratory/Database/databases.html>

evidencia de la banda 6-9 μm de PAH, confirmaríamos esta anticorrelación. Otra posibilidad para explicar la banda a 16-24 μm propuesta por Hony et al. (2002a), son granos de FeS.

Utilizando granos esféricos SiC para reproducir el ensanchamiento $\sim 11.5 \mu\text{m}$, obtenemos un faltante en la emisión cercano a 12 μm , sugiriendo que la temperatura de los granos de SiC es ligeramente más caliente de lo deseada. Colocar los granos de SiC únicamente en la PDR podría recorrer la emisión a la longitud de onda deseada, no obstante, el colocar los granos fuera de la región ionizada imposibilita el explicar la depleción de Si observada. Una posible alternativa para recuperar la emisión faltante es considerar una distribución continua de elipsoides (similar al tratamiento realizado para MgS) para los granos de SiC. Al explorar granos elipsoidales de SiC, haciendo una combinación de seis morfologías diferentes: esféricos y elipsoidales con razones de semiejes 3:1:1, 3:3:1, 6:1:1, 6:3:1 y 6:6:1, reproducimos el faltante en la emisión cercano a 12 μm .

Para mejorar los resultados se podría explorar la emisión de los granos grandes de PAH, para ver si con éstos es posible recuperar la emisión faltante de 16-24 μm . De obtenerse el resultado deseado, se añadiría un punto más a favor de la anticorrelación entre las intensidades de la banda a 16-24 μm y la banda 6-9 μm de PAH, sugerida por Otsuka et al. (2015).

Capítulo 5

Conclusiones

Encontramos que no es posible definir con seguridad la distribución radial intrínseca ni el tamaño de los granos de polvo a partir de las observaciones IR, ya que es posible obtener aproximadamente la misma emisión utilizando dos distribuciones radiales y tamaños de granos distintos. De aquí podemos concluir que existe una degeneración entre el tamaño de los granos y su distancia a la estrella. Sin embargo, el resultado para los modelos degenerados en términos de la masa del polvo es que tienen el mismo orden de magnitud pero difieren en cerca de 20 %, lo cual nos lleva a que la masa del polvo no puede determinarse con una exactitud mayor al 80 % a partir de las observaciones, si no tenemos una idea del tamaño de los granos o de su distribución radial en el gas.

El cambiar los datos atómicos de Launay & Roueff (1977a,b) por los de Abrahamsson et al. (2007), para las fuerzas de colisión de O^0 con H, tiene una implicación directa en la densidad y la temperatura de la PDR, ya que como se comentó en la sección 1.2.1, con los datos atómicos más recientes se obtienen valores menores de la densidad y la temperatura de la PDR que con los datos atómicos anteriores. Dado que el radio final de la nebulosa es determinado por el cociente $[O I] 63\mu m / H\beta$ observado, el cambiar los datos atómicos nos lleva a un radio final mayor que con los datos atómicos anteriores.

Sabemos que existe una muy alta depleción de Fe en esta nebulosa planetaria (2.9 dex debajo del valor solar), por lo que suponemos que el hierro faltante se encuentra en los granos de polvo. Esto

genera un problema con la masa de polvo determinada por nuestros modelos, ya que reproducen la emisión observada sin recuperar el Fe faltante. Una posibilidad es que los átomos Fe se encuentren en el centro de los granos de polvo como una especie de núcleo y que la emisión que observamos provenga de granos con elementos refractores que cubren el Fe en una especie de manto (Krügel 2002; Iatì et al. 2008), imposibilitando observar su emisión. De manera que los valores de la masa de polvo determinados por nuestros modelos son en realidad un límite inferior al que sería necesario añadirle la masa de polvo de los granos de Fe.

Utilizando una combinación de granos esféricos y elipsoidales (semiejes 3:1:1, 3:3:1, 6:1:1, 6:3:1 y 6:6:1) para los granos de SiC y MgS logramos reproducir las bandas en emisión a 11.5 y 30 μm , respectivamente. Localizamos una banda en emisión entre 14-24 μm para IC 418, la cual no es posible reproducir con ninguno de los tipos de polvo explorados en nuestros modelos.

Apéndice A

Fichero de entrada del mejor modelo

```
////////////////////////////////////  
title model_yuxcycxlzuxl  
////////////////////////////////////  
set punch prefix "model_yuxcycxlzuxl"  
table star "mod103_c13.mod" 39390.000000  
q(h) = 47.400  
Blackbody 290000.000000  
luminosity total = 34.000  
radius = 16.060  
dlaw 393, 13000, 1.  
filling factor = 1.000000 0.100000  
abundances planetary nebulae no grains  
element abundance iron -7.400  
element abundance oxygen -3.400  
element abundance neon -4.000  
element abundance argon -5.800  
element abundance nitrogen -4.000  
element abundance carbon -3.150  
element abundance sulphur -5.350
```

```
element abundance helium -0.920
element abundance chlorine -7.000
grains function "be1-amcarb_small2_10.opc" linear 0.01
grains function "be1-amcarb_big2_10.opc" linear 0.75
grains function "be1-amcarb_ism_10.opc" linear 0.043
grains function "SiC111s1_size1_01.opc" linear 0.000125
grains function "SiC111s2_size2_01.opc" linear 0.00015534
grains function "SiC111s3_size3_01.opc" linear 0.00019306
grains function "SiC111s4_size4_01.opc" linear 0.00023992
grains function "SiC111s5_size5_01.opc" linear 0.00029817
grains function "SiC111s6_size6_01.opc" linear 0.00037055
grains function "SiC111s7_size7_01.opc" linear 0.0004605
grains function "SiC111s8_size8_01.opc" linear 0.0005723
grains function "SiC111s9_size9_01.opc" linear 0.00071123
grains function "SiC111s0_size10_01.opc" linear 0.00088388
grains function "SiC311s1_size1_01.opc" linear 0.000125
grains function "SiC311s2_size2_01.opc" linear 0.00015534
grains function "SiC311s3_size3_01.opc" linear 0.00019306
grains function "SiC311s4_size4_01.opc" linear 0.00023992
grains function "SiC311s5_size5_01.opc" linear 0.00029817
grains function "SiC311s6_size6_01.opc" linear 0.00037055
grains function "SiC311s7_size7_01.opc" linear 0.0004605
grains function "SiC311s8_size8_01.opc" linear 0.0005723
grains function "SiC311s9_size9_01.opc" linear 0.00071123
grains function "SiC311s0_size10_01.opc" linear 0.00088388
grains function "SiC331s1_size1_01.opc" linear 0.000125
grains function "SiC331s2_size2_01.opc" linear 0.00015534
grains function "SiC331s3_size3_01.opc" linear 0.00019306
grains function "SiC331s4_size4_01.opc" linear 0.00023992
grains function "SiC331s5_size5_01.opc" linear 0.00029817
```

grains function "SiC331s6_size6_01.opc" linear 0.00037055
grains function "SiC331s7_size7_01.opc" linear 0.0004605
grains function "SiC331s8_size8_01.opc" linear 0.0005723
grains function "SiC331s9_size9_01.opc" linear 0.00071123
grains function "SiC331s0_size10_01.opc" linear 0.00088388
grains function "SiC631s1_size1_01.opc" linear 0.000125
grains function "SiC631s2_size2_01.opc" linear 0.00015534
grains function "SiC631s3_size3_01.opc" linear 0.00019306
grains function "SiC631s4_size4_01.opc" linear 0.00023992
grains function "SiC631s5_size5_01.opc" linear 0.00029817
grains function "SiC631s6_size6_01.opc" linear 0.00037055
grains function "SiC631s7_size7_01.opc" linear 0.0004605
grains function "SiC631s8_size8_01.opc" linear 0.0005723
grains function "SiC631s9_size9_01.opc" linear 0.00071123
grains function "SiC631s0_size10_01.opc" linear 0.00088388
grains function "SiC611s1_size1_01.opc" linear 0.000125
grains function "SiC611s2_size2_01.opc" linear 0.00015534
grains function "SiC611s3_size3_01.opc" linear 0.00019306
grains function "SiC611s4_size4_01.opc" linear 0.00023992
grains function "SiC611s5_size5_01.opc" linear 0.00029817
grains function "SiC611s6_size6_01.opc" linear 0.00037055
grains function "SiC611s7_size7_01.opc" linear 0.0004605
grains function "SiC611s8_size8_01.opc" linear 0.0005723
grains function "SiC611s9_size9_01.opc" linear 0.00071123
grains function "SiC611s0_size10_01.opc" linear 0.00088388
grains function "SiC661s1_size1_01.opc" linear 0.000125
grains function "SiC661s2_size2_01.opc" linear 0.00015534
grains function "SiC661s3_size3_01.opc" linear 0.00019306
grains function "SiC661s4_size4_01.opc" linear 0.00023992
grains function "SiC661s5_size5_01.opc" linear 0.00029817

grains function "SiC661s6_size6_01.opc" linear 0.00037055
grains function "SiC661s7_size7_01.opc" linear 0.0004605
grains function "SiC661s8_size8_01.opc" linear 0.0005723
grains function "SiC661s9_size9_01.opc" linear 0.00071123
grains function "SiC661s0_size10_01.opc" linear 0.00088388
grains function "MgS111s1_size1_01.opc" linear 0.00930769
grains function "MgS111s2_size2_01.opc" linear 0.01156723
grains function "MgS111s3_size3_01.opc" linear 0.01437528
grains function "MgS111s4_size4_01.opc" linear 0.01786503
grains function "MgS111s5_size5_01.opc" linear 0.02220194
grains function "MgS111s6_size6_01.opc" linear 0.02759168
grains function "MgS111s7_size7_01.opc" linear 0.03428983
grains function "MgS111s8_size8_01.opc" linear 0.04261403
grains function "MgS111s9_size9_01.opc" linear 0.052959
grains function "MgS111s0_size10_01.opc" linear 0.06581532
grains function "MgS311s1_size1_01.opc" linear 0.00507692
grains function "MgS311s2_size2_01.opc" linear 0.0063094
grains function "MgS311s3_size3_01.opc" linear 0.00784106
grains function "MgS311s4_size4_01.opc" linear 0.00974456
grains function "MgS311s5_size5_01.opc" linear 0.01211015
grains function "MgS311s6_size6_01.opc" linear 0.01505001
grains function "MgS311s7_size7_01.opc" linear 0.01870354
grains function "MgS311s8_size8_01.opc" linear 0.02324401
grains function "MgS311s9_size9_01.opc" linear 0.02888673
grains function "MgS311s0_size10_01.opc" linear 0.03589927
grains function "MgS331s1_size1_01.opc" linear 0.00846154
grains function "MgS331s2_size2_01.opc" linear 0.01051566
grains function "MgS331s3_size3_01.opc" linear 0.01306844
grains function "MgS331s4_size4_01.opc" linear 0.01624093
grains function "MgS331s5_size5_01.opc" linear 0.02018358

grains function "MgS331s6_size6_01.opc" linear 0.02508334
grains function "MgS331s7_size7_01.opc" linear 0.03117257
grains function "MgS331s8_size8_01.opc" linear 0.03874002
grains function "MgS331s9_size9_01.opc" linear 0.04814455
grains function "MgS331s0_size10_01.opc" linear 0.05983211
grains function "MgS631s1_size1_01.opc" linear 0.00423077
grains function "MgS631s2_size2_01.opc" linear 0.00525783
grains function "MgS631s3_size3_01.opc" linear 0.00653422
grains function "MgS631s4_size4_01.opc" linear 0.00812047
grains function "MgS631s5_size5_01.opc" linear 0.01009179
grains function "MgS631s6_size6_01.opc" linear 0.01254167
grains function "MgS631s7_size7_01.opc" linear 0.01558629
grains function "MgS631s8_size8_01.opc" linear 0.01937001
grains function "MgS631s9_size9_01.opc" linear 0.02407227
grains function "MgS631s0_size10_01.opc" linear 0.02991606
grains function "MgS611s1_size1_01.opc" linear 0.01269231
grains function "MgS611s2_size2_01.opc" linear 0.01577349
grains function "MgS611s3_size3_01.opc" linear 0.01960266
grains function "MgS611s4_size4_01.opc" linear 0.0243614
grains function "MgS611s5_size5_01.opc" linear 0.03027537
grains function "MgS611s6_size6_01.opc" linear 0.03762502
grains function "MgS611s7_size7_01.opc" linear 0.04675886
grains function "MgS611s8_size8_01.opc" linear 0.05811004
grains function "MgS611s9_size9_01.opc" linear 0.07221682
grains function "MgS611s0_size10_01.opc" linear 0.08974817
grains function "MgS661s1_size1_01.opc" linear 0.00423077
grains function "MgS661s2_size2_01.opc" linear 0.00525783
grains function "MgS661s3_size3_01.opc" linear 0.00653422
grains function "MgS661s4_size4_01.opc" linear 0.00812047
grains function "MgS661s5_size5_01.opc" linear 0.01009179

```
grains function "MgS661s6_size6_01.opc" linear 0.01254167
grains function "MgS661s7_size7_01.opc" linear 0.01558629
grains function "MgS661s8_size8_01.opc" linear 0.01937001
grains function "MgS661s9_size9_01.opc" linear 0.02407227
grains function "MgS661s0_size10_01.opc" linear 0.02991606
distance = 1260.0 parsecs linear
fudge factors 0 , 1 , 2 , 2 , 2 , 2 , 2 , 2 , 2 , 2 , 2 , 2 , 2 , 2 , 2 , 2 , 2 , 2 , 2 , 2 ,
no level2 lines
no fine opacities
atom h-like levels small
atom he-like levels small
NO GRAIN X-RAY TREATMENT
COSMIC RAY BACKGROUND
element limit off -8
print line optical depth
age 1400 years
sphere
stop line "0 1" 63.17m reaches 0.1 rel to "H 1" 4861
stop temperature 50
save last linelist ".lin" "lines.dat"
save last radius ".rad"
save last continuum ".cont"
save last physical conditions ".phy"
save last overview ".ovr"
save last heating ".heat"
save last cooling ".cool"
save last optical depth ".opd"
save last ages ".ages"
save last grain temperature ".gtemp"
save last grain abundances ".gabund"
```

```
save last grain D/G ratio ".gdgrat"  
save last element hydrogen ".ele_H"  
save last element helium ".ele_He"  
save last element carbon ".ele_C"  
save last element nitrogen ".ele_N"  
save last element oxygen ".ele_O"  
save last element argon ".ele_Ar"  
save last element neon ".ele_Ne"  
save last element sulphur ".ele_S"  
save last element chlorin ".ele_Cl"  
save last element iron ".ele_Fe"  
save last element silicon ".ele_Si"  
save last lines emissivity ".emis"  
H 1 4861  
H 1 6563  
He 1 5876  
N 2 6584  
O 1 6300  
O II 3726  
O 3 5007  
O 1 63.17m  
O 1 145.5m  
C 2 157.6m  
H 1 4.051m  
Si 2 34.81m  
end of lines
```


Apéndice B

Cálculo de la razón polvo a gas

Para calcular la razón polvo a gas es necesario conocer el número de granos de polvo respecto al hidrógeno.

Para obtener el número de granos por hidrógeno es necesario conocer la razón de granos por carbono (en número) y la fracción de carbonos por hidrógeno que hay en el polvo, y al hacer el producto de las dos razones obtenemos el número de granos por hidrógeno:

$$\left. \frac{G_{rains}}{H} \right|_{numero} = \left. \frac{G_{rains}}{C} \right|_{numero} \times \left. \frac{C}{H} \right|_{granos}. \quad (B.1)$$

Para obtener cuantos átomos de carbono hay en cada grano de polvo se utiliza la siguiente relación:

$$\left. \frac{C}{G_{rains}} \right|_{numero} = \frac{\rho \langle V \rangle}{C_{masa}}. \quad (B.2)$$

El número de carbonos pesados por hidrógeno que hay en los granos de polvo está dado por una razón carbono a hidrógeno que está dada para cada tipo de polvo, multiplicada por una depleción (que también se tiene por defecto para cada tipo de polvo) y lo anterior multiplicado por la cantidad de polvo que se elige para cada modelo.

$$\left. \frac{C}{H} \right|_{granos} = \left. \frac{C}{H} \right|_{default} \times deplecion \times cant\ polvo(input). \quad (B.3)$$

Sustituyendo las ecuaciones (B.2) y (B.3) en (B.1)

$$\left. \frac{G_{rains}}{H} \right|_{numero} = \frac{C_{masa}}{\rho \langle V \rangle} \times \left. \frac{C}{H} \right|_{default} \times deplecion \times cant\ polvo(input). \quad (B.4)$$

Para obtener la razón granos a hidrógeno pesado por masa, multiplicamos la ecuación (B.4) por la razón entre la masa de los granos y la masa del hidrógeno:

$$\frac{G_{rains}}{H} \Big|_{masa} = \frac{\rho \langle V \rangle}{H_{masa}} \times \frac{G_{rains}}{H} \Big|_{numero} = \frac{\rho \langle V \rangle}{H_{masa}} \times \frac{C_{masa}}{\rho \langle V \rangle} \times \frac{C}{H} \Big|_{default} \times deplecion \times cant\ polvo(input). \quad (B.5)$$

De manera que

$$\frac{G_{rains}}{H} \Big|_{masa} = \frac{C_{masa}}{H_{masa}} \times \frac{C}{H} \Big|_{default} \times deplecion \times cant\ polvo(input). \quad (B.6)$$

Finalmente

$$\frac{G_{rains}}{H} \Big|_{masa} = \frac{C_{masa}}{H_{masa}} \times \frac{C}{H} \Big|_{granos}. \quad (B.7)$$

La razón de polvo a gas se obtiene con la ecuación (B.7) pesada por la masa atómica del gas:

$$\frac{D}{G} = \frac{G_{rains}}{H} \Big|_{masa} \times \frac{1}{m_G}. \quad (B.8)$$

La masa atómica del gas, está definido por las abundancias del gas en la nebulosa de manera que:

$$\langle masa\ atomica \rangle = 1 + 4 X_{He/H} + 12 X_{C/H} + 14 X_{N/H} + 16 X_{O/H} + \dots + 56 X_{Fe/H} [uma] \sim 1.49977. \quad (B.9)$$

Bibliografía

- Abrahamsson, E., Krems, R. V., & Dalgarno, A. 2007, *Astrophysical Journal*, 654, 1171
- Bell, K. L., Berrington, K. A., & Thomas, M. R. J. 1998, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 293, L83
- Borghesi, A., Bussoletti, E., Colangeli, L., & de Blasi, C. 1985, *Astron. & Astrophys.*, 153, 1
- Bussoletti, E., Colangeli, L., Borghesi, A., & Orofino, V. 1987, *Astron. & Astrophys., Supplement*, 70, 257
- Delgado-Inglada, G. & Rodríguez, M. 2014, *Astrophysical Journal*, 784, 173
- Delgado Inglada, G., Rodríguez, M., Mampaso, A., & Viironen, K. 2009, *Astrophysical Journal*, 694, 1335
- Draine, B. T. 2003, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 41, 241
- Draine, B. T. 2004, in *The Cold Universe*, ed. A. W. Blain, F. Combes, B. T. Draine, D. Pfenniger, & Y. Revaz, 213
- Draine, B. T. 2011, *Physics of the interstellar and intergalactic medium*, 2nd edn. (Princeton University Press), united States of America
- Ferland, G. J., Porter, R. L., van Hoof, P. A. M., et al. 2013, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 49, 137
- Forrest, W. J., Houck, J. R., & McCarthy, J. F. 1981, *Astrophysical Journal*, 248, 195
- Goebel, J. H. & Moseley, S. H. 1985, *Astrophysical Journal, Letters*, 290, L35
- Guhathakurta, P. & Draine, B. T. 1989, *Astrophysical Journal*, 345, 230

- Guzmán, L., Loinard, L., Gómez, Y., & Morisset, C. 2009, *Astronomical Journal*, 138, 46
- Hansen, J. E. & Travis, L. D. 1974, *Space Sci. Rev.*, 16, 527
- Hoare, M. G. 1990, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 244, 193
- Hony, S., Bouwman, J., Keller, L. P., & Waters, L. B. F. M. 2002a, *Astron. & Astrophys.*, 393, L103
- Hony, S., Waters, L. B. F. M., & Tielens, A. G. G. M. 2002b, *Astron. & Astrophys.*, 390, 533
- Iatì, M. A., Saija, R., Borghese, F., et al. 2008, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 384, 591
- Jaquet, R., Staemmler, V., Smith, M. D., & Flower, D. R. 1992, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 25, 285
- Krügel, E., ed. 2002, *Wiley Praxis Series in Astronomy and Astrophysics*, Vol. 10, *The Physics of Interstellar Dust*
- Kwok, S. 2005, *Journal of Korean Astronomical Society*, 38, 271
- Launay, J. M. & Roueff, E. 1977a, *Astron. & Astrophys.*, 56, 289
- Launay, J.-M. & Roueff, E. 1977b, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 10, 879
- Lequeux, J. 2005, *The interstellar medium*, 2nd edn. (Springer), germany
- Liu, X., Barlow, M. J., Cohen, M., et al. 2001, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 323, 343
- Luridiana, V., Morisset, C., & Shaw, R. A. 2012, in *IAU Symposium*, Vol. 283, *IAU Symposium*, 422–423
- Martin, P. G. & Rouleau, F. 1991, in *Extreme Ultraviolet Astronomy*, ed. R. F. Malina & S. Bowyer, 341
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *Astrophysical Journal*, 217, 425
- Monteiro, T. S. & Flower, D. R. 1987, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 228, 101
- Morisset, C. 2013, *pyCloudy: Tools to manage astronomical Cloudy photoionization code*
- Morisset, C. & Georgiev, L. 2009, *Astron. & Astrophys.*, 507, 1517

- Moseley, H. & Silverberg, R. F. 1985, in NASA Conference Publication, Vol. 2353, NASA Conference Publication, 233–239
- Osterbrock, D. & Flather, E. 1959, *Astrophysical Journal*, 129, 26
- Osterbrock, D. S. & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, 2nd edn. (University Science Book), united States of America
- Otsuka, M. 2015, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.*, 452, 4070
- Otsuka, M., Hyung, S., & Tajitsu, A. 2015, *Astrophysical Journal*, Supplement, 217, 22
- Otsuka, M., Kemper, F., Cami, J., Peeters, E., & Bernard-Salas, J. 2013, in *Proceedings of The Life Cycle of Dust in the Universe: Observations, Theory, and Laboratory Experiments*, 127
- Pegourie, B. 1988, *Astron. & Astrophys.*, 194, 335
- Pequignot, D. 1990, *Astron. & Astrophys.*, 231, 499
- Phillips, J. P., Mampaso, A., Vilchez, J. M., & Gomez, P. 1986, *Astrophysics and Space Science*, 122, 81
- Prieto, J. L., Sellgren, K., Thompson, T. A., & Kochanek, C. S. 2009, *Astrophysical Journal*, 705, 1425
- Rouleau, F. & Martin, P. G. 1991, *Astrophysical Journal*, 377, 526
- Taylor, A. R., Gussie, G. T., & Goss, W. M. 1989, *Astrophysical Journal*, 340, 932
- Tielens, A. 2006, *The physics and chemistry of the interstellar medium*, 2nd edn. (Cambridge University Press), uK
- Tielens, A. G. G. M. & Hollenbach, D. J. 1993, in *IAU Symposium*, Vol. 155, *Planetary Nebulae*, ed. R. Weinberger & A. Acker, 155
- van Hoof, P. A. M., Van de Steene, G. C., Beintema, D. A., et al. 2000, *Astrophysical Journal*, 532, 384
- van Hoof, P. A. M., Weingartner, J. C., Martin, P. G., Volk, K., & Ferland, G. J. 2001, in

Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 247, Spectroscopic Challenges of Photoionized Plasmas, ed. G. Ferland & D. W. Savin, 363

Weingartner, J. C. & Draine, B. T. 2001, *Astrophysical Journal, Supplement*, 134, 263

Willner, S. P., Jones, B., Russell, R. W., Puetter, R. C., & Soifer, B. T. 1979, *Astrophysical Journal*, 234, 496