



UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMÍA

EMISIÓN DE POLVO EN NÚCLEOS DENSOS MASIVOS

TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE
MAGÍSTER EN CIENCIAS
MENCIÓN ASTRONOMÍA

FERNANDO ANDRÉS OLGUÍN CHOUPAY

PROFESOR GUÍA:

DIEGO MARDONES PÉREZ

MIEMBROS DE LA COMISIÓN:

**ITZIAR DE GREGORIO-MONSALVO
ANDRÉS ESCALA ASTORQUIZA
GUIDO GARAY BRIGNARDELLO**

SANTIAGO DE CHILE

2012

Estudiamos la emisión continua de polvo de 17 núcleos densos masivos buscando caracterizar etapas tempranas de formación de estrellas masivas. Para ello elegimos fuentes con $L > 1 \times 10^4 L_{\odot}$ satisfaciendo el criterio de color IRAS de [Wood and Churchwell \(1989\)](#) y cuyos perfiles de línea CS(2-1) muestran evidencia de acreción y vientos ([Bronfman et al., 1996](#)). Observamos las fuentes a $870 \mu\text{m}$ con LABOCA y $1200 \mu\text{m}$ con SIMBA, y 6 fuentes a $450 \mu\text{m}$ con p-Artemis. Medimos el flujo en función del radio para cada fuente y le ajustamos leyes de potencia. Obtuvimos el radio, y la temperatura y masa de polvo para cada fuente.

Primero, buscamos reproducir las imágenes calculando la emisión esperada de nubes isotermales. Con ello estimamos una distribución de densidad preliminar. Luego, usamos el código Monte Carlo de transporte radiativo RADMC3D para determinar de manera autoconsistente la distribución de temperatura esperada en una región con una distribución de densidad dada. Con ello ajustamos una nueva distribución de densidad y temperatura. La distribución de densidad y temperatura resultantes son leyes de potencia, con exponentes $\langle p \rangle = 1.8 \pm 0.2$ y $\langle q \rangle = 0.35 \pm 0.02$, respectivamente.

Finalmente, comparamos nuestros resultados con los de otras muestras de núcleos densos y con modelos numéricos de formación de estrellas masivas. Los modelos de acreción competitiva no representan nuestras observaciones ya que subestiman los radios de nuestras fuentes y no reproducen la ecuación de estado de las mismas. Concluimos que una densidad de columna de $\Sigma \geq 1 \text{ g cm}^{-2}$ no es una condición necesaria para la formación de estrellas masivas. Los modelos de colapso monolítico que incluyen transporte radiativo reproducen los rangos de temperatura y densidad de nuestros resultados.

We studied the dust continuum emission toward 17 massive dense cores to characterize early stages of massive-star formation. For that we selected sources with $L > 1 \times 10^4 L_{\odot}$ satisfying the [Wood and Churchwell \(1989\)](#) IRAS color criteria and which CS(2-1) line profiles evidence accretion and winds ([Bronfman et al., 1996](#)). We observed them at 870 μm using LABOCA and 1200 μm using SIMBA, and 6 sources at 450 μm using p-Artemis. We measured the flux as a function of radius for each source, and fitted power laws to the results. We obtained the radius, and dust temperature and mass for each source.

First, we tried to reproduce the images by estimating the emission from isothermal clouds. With that we estimated a preliminary density distribution. Then, we used the radiative transfer Monte Carlo code RADMC3D to determine self-consistently the temperature distribution expected from a given density distribution. With that we fitted a new density and temperature distribution. We found exponents of $\langle p \rangle = 1.8 \pm 0.2$ and $\langle q \rangle = 0.35 \pm 0.02$, respectively.

Finally, we compared our results with other samples and numerical models of massive-stars formation. The competitive accretion models do not represent our observations: they underestimate the radius of our sources and do not reproduce the equation of state. We concluded that a column density $\Sigma \geq 1 \text{ g cm}^{-2}$ is not a necessary condition for the formation of massive stars. The monolithic collapse models that include radiative transfer reproduce the temperature and density ranges of our results.

Agradecimientos

Primero quiero agradecer a mi familia por el apoyo durante todos mis años de estudio. Toda la educación que me entregaron es la base de este trabajo.

También quiero agradecer a mi profesor guía Dr. Diego Mardones por todo el apoyo en el trabajo de investigación y en las decisiones que he tomado. Gracias al conocimiento que me ha entregado es que puedo entender más del Universo en que vivimos.

Agradezco enormemente a todos mis profesores tanto del Instituto Nacional como de la Universidad de Chile. En particular, quiero agradecer al Dr. Guido Garay por proponerme retomar el trabajo de la práctica, que constituye la base de esta investigación.

Agradezco a todos mis compañeros de postgrado, amigos y funcionarios de Cerro Calán por compartir sus experiencias y anécdotas en largas conversaciones durante los almuerzos.

Finalmente, agradezco el financiamiento de mis estudios de Magíster brindado por el DAS (beca Gemini-CONICYT), a la beca para estudio de Magíster en Chile CONICYT y al proyecto BASAL PFB-06.

Índice

1	Introducción	1
1.1	Formación de estrellas masivas	1
1.2	Emisión de polvo	3
2	Observaciones	6
2.1	Fuentes	6
2.2	Observaciones	25
2.2.1	SIMBA	25
2.2.2	LABOCA	25
2.2.3	p-Artemis	25
2.3	Perfiles Radiales	26
2.4	Masa y Temperatura de Polvo	28
2.5	Conclusiones	29
3	Modelando la emisión de polvo	32
3.1	Modelos Isotermales	33
3.1.1	Ley de potencia	33
3.1.2	Ley de potencia doble	37
3.1.3	Esferas de Bonnor-Ebert	38
3.2	Transporte radiativo	45
3.2.1	Parámetros iniciales	45
3.2.2	Mejor ajuste	46
3.2.3	Resultados y conclusiones	47
4	Discusión	58
4.1	Observaciones	58
4.2	Distribuciones de densidad y temperatura	59
4.3	Relaciones de Larson	63
4.4	Modelos teóricos de formación de estrellas masivas	65

4.5	IRAS 16272-4837	69
5	Resumen y conclusiones	72
	Bibliografía	75
A	Modelos de emisión de polvo	80
A.1	Suma de cuerpos negros	80
A.2	Absorción/emisión de polvo	80
A.3	Modelos pre-computados	81
A.4	DUSTY	83
	A.4.1 Parámetros iniciales y de salida	83
	A.4.2 Ajuste del SED	85
B	Códigos de transporte radiativo	92
B.1	Procedimiento	92
B.2	INPUT/OUTPUT	92
B.3	Tiempos de cálculo	94
B.4	INPUT	95
	B.4.1 DUSTY	95
	B.4.2 MC3D	96
	B.4.3 RADMC3D	97
B.5	OUTPUT	99
	B.5.1 DUSTY	99
	B.5.2 MC3D	101
	B.5.3 RADMC3D	102
C	Tablas de ajuste isothermal	105
D	Mapas $\chi^2(p, M_d)$ RADMC3D	108

Índice de figuras

1.1	Esquema nube molecular y núcleo masivo	2
1.2	Esquema evolución de formación de estrellas masivas	3
1.3	Ejemplo contribución componentes a la emisión	4
2.1	Imágenes, perfiles y SEDs	8
2.2	Comparación de perfiles radiales	26
2.3	Masa en función de la distancia	30
3.1	Algoritmo de ajuste	34
3.2	Ajustes de imágenes con modelos isotermales	42
3.3	Espacio de parámetros	48
3.4	Ajustes de imágenes con RADMC3D	53
3.5	Ajustes de SED con RADMC3D	56
4.1	Análisis parámetros transporte radiativo	60
4.2	Distribución de temperatura	61
4.3	Temperatura promedio y masa de polvo	63
4.4	Relaciones de Larson	64
4.5	Diagramas de fase y masa	67
4.6	Modelamiento 3D de IRAS 16272-4837	71
A.1	Ajuste SED usando Robitaille (2007)	82
A.2	Resultados genéricos de DUSTY	84
A.3	SEDs ajuste DUSTY a IRAS 14095-6102	87
A.4	Mejores ajustes de DUSTY a IRAS 14095-6102	91
B.1	DUSTY, RADMC3D y MC3D	93
B.2	Tiempos de ejecución	94
D.1	Mapas $\chi^2(p, M_d)$	109

Índice de tablas

2.1	Fuentes observadas	6
2.2	Flujos y radios observados	7
2.3	Temperaturas, masas de polvo y ajustes de perfiles	29
3.1	Ajuste de una ley de potencia isothermal	36
3.2	Ajuste de dos leyes de potencia isothermal	38
3.3	Ajuste esfera de Bonnor-Ebert	41
3.4	Ajuste RADMC3D una ley de potencia	49
3.5	Ajuste RADMC3D dos leyes de potencia	50
3.6	Ajuste RADMC3D distribución tipo Bonnor-Ebert	51
4.1	Datos ajuste Gaussiano	59
4.2	Masa a temperatura $T < 50K$	69
A.1	Parámetros ajuste SED usando Robitaille et al.	82
A.2	Parámetros ajuste DUSTY a SED de IRAS 14095-6102	85
A.3	Parámetros mejores ajustes usando DUSTY	88
A.4	Exponentes ley de potencia de flujo usando DUSTY	90
C.1	Ajuste de una ley de potencia isothermal (detalle)	106
C.2	Ajuste de dos leyes de potencias isotermas (detalle)	106
C.3	Ajuste de esfera de Bonnor-Ebert (detalle)	107

Capítulo 1

Introducción

1.1 Formación de estrellas masivas

La formación de estrellas ocurre en el interior de nubes moleculares gigantes o GMC, las que tiene tamaños entre 20 y 100 pc, masas entre 10^4 y $10^6 M_\odot$ y temperaturas de ~ 10 - 15 K (McKee, 1999; Garay and Lizano, 1999). La formación es consecuencia del colapso gravitacional de núcleos densos y fríos, que corresponden a subestructuras de una GMC y poseen tamaños de ~ 0.5 pc, masas entre 10^2 y $10^3 M_\odot$ y densidad media de H_2 de $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (Evans, 1999; Zinnecker and Yorke, 2007).

Para que ocurra colapso gravitacional de una nube de gas, se debe satisfacer el criterio de Jeans, es decir, la masa del gas debe ser mayor que la masa de Jeans. Para una nube no magnética la masa de Jeans está dada por:

$$M_J = 1.1 M_\odot \left(\frac{T_{\text{gas}}}{10 \text{ K}} \right)^{3/2} \left(\frac{\rho}{10^{-19} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1/2}$$

De esta forma la presión termal del gas no puede superar la fuerza gravitacional, lo que conlleva al colapso de la nube.

El criterio anterior debe ser modificado cuando: la simetría no es esférica (colapso de filamentos, cilindros, píldoras, e.g. Burkert and Hartmann, 2004), los campos magnéticos son importantes o la presión externa es importante (esferas de Bonnor-Ebert, Ebert, 1955; Bonnor, 1956). En el caso magnético, la masa crítica para contracción gravitacional esta dada por:

$$M_B \sim \frac{0.13}{G^{1/2}} \Phi_B$$

donde Φ_B es el flujo magnético (Mouschovias and Spitzer, 1976).

Si el colapso es isotermal, el aumento en la densidad hará que la masa de Jeans disminuya. Por lo que inhomogeneidades creadas por la turbulencia del medio podrán colapsar gravitacionalmente. Esto produce una cascada de fragmentación que lleva la formación de distintas estructuras al interior de la nube molecular, como se muestra en la figura 1.1. Los núcleos son las estructuras de menor tamaño donde se formará una o

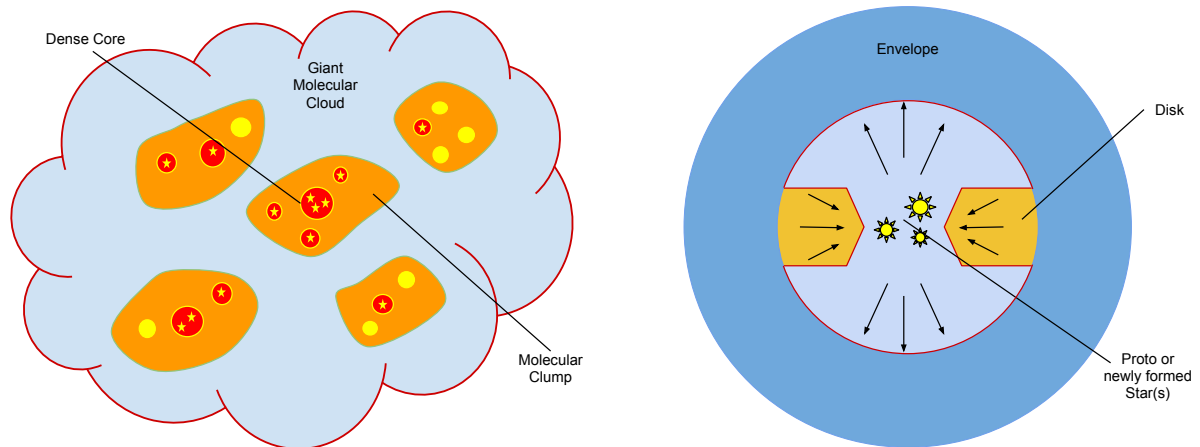


Figura 1.1: Representaciones esquemáticas de estructuras en una nube molecular (*izquierda*) y en un núcleo masivo (*derecha*).

más estrellas. De acuerdo al proceso de fragmentación, existen dos modelos principales para explicar la formación de estrellas masivas: colapso monolítico (e.g. [McKee and Tan, 2003](#)) y acreción competitiva (e.g. [Bonnell et al., 2001](#)).

En el colapso monolítico, la transformación de energía gravitacional en radiación modifica las condiciones físicas de la nube, como por ejemplo la temperatura. Esto cambia la masa de Jeans, inhibiendo la formación de nuevos fragmentos y previniendo que la masa de los núcleos llegue a escalas de la masa de Jeans ([Krumholz, 2006](#)). Es así como las estrellas más masivas se forman a partir de los núcleos más masivos. Debido a que la masa de cada núcleo es determinada por la fragmentación, la función de masa de los núcleos (CMF) debe estar relacionada con la función inicial de masa estelar (IMF). Además, se espera que las distribuciones cinemáticas y espaciales de las estrellas más jóvenes sea similar a aquella de los núcleos.

En la acreción competitiva ocurre una fragmentación turbulenta inicial muy rápida, la que forma núcleos de baja masa. Esto permite que la masa de los fragmentos sea cercana a la masa de Jeans y que una gran parte del gas de la nube no pertenezca a ningún núcleo. Para formar estrellas más masivas, el gas cae hacia el centro de la nube donde el potencial gravitacional es mayor, lo que permite aumentar la masa de los núcleos. Debido a esto va a haber segregación de estrellas en un cúmulo formado por este método, las más masivas estando en el centro de la nube. Teóricamente es posible que ocurra coalescencia de protoestrellas o que algunas estrellas salgan expulsadas de la nube si se dan las condiciones de densidad de objetos necesarias, particularmente en el centro del potencial.

Estructura interna de los núcleos

Para entender como sucede el proceso de fragmentación de la nube y la formación de las estrellas es necesario estudiar la estructura interna de estos núcleos. La estructura interna varía durante el proceso de formación. Esto se refleja en distintos pasos observables,

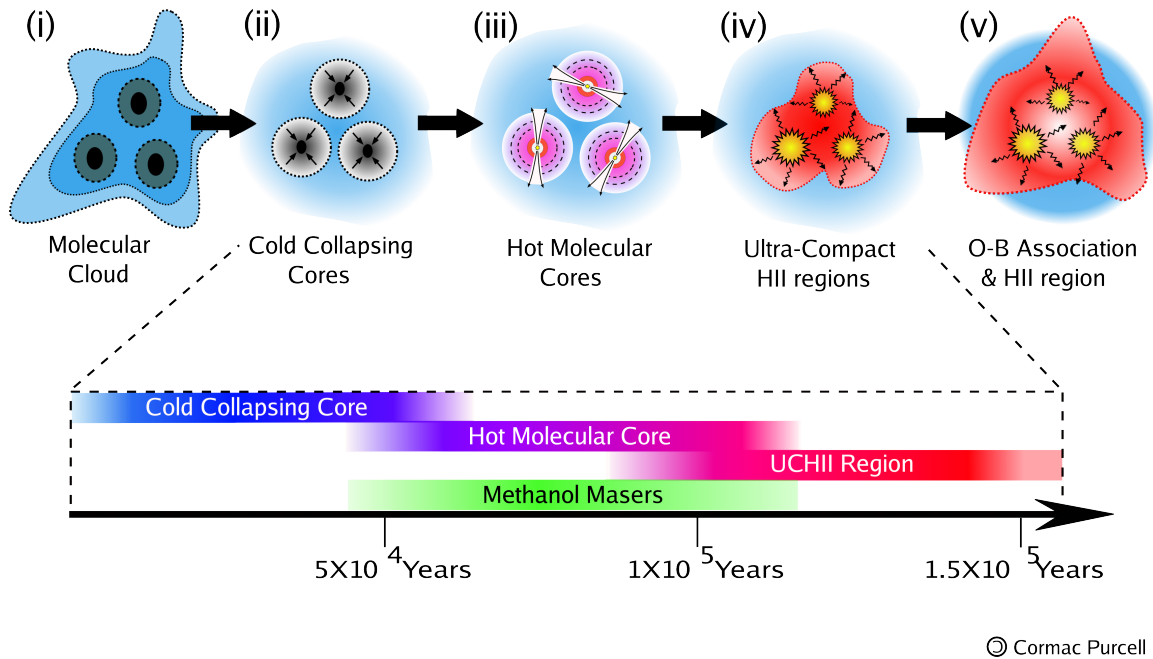


Figura 1.2: Esquema evolución de formación de estrellas masivas.

en orden cronológico estos serían: nubes IR oscuras (IRDCs), núcleos moleculares calientes, regiones HII hipercompactas, regiones HII ultracompactas (UCHII) y regiones HII compactas (Beuther et al., 2007). En la figura 1.2 vemos esquemáticamente algunas de estas etapas.

En este trabajo estudiaremos la emisión de polvo de 17 núcleos densos y masivos. Esta etapa se caracteriza por la existencia de una(s) estrella(s) embebida(s) en estos núcleos que aun continua(n) acretando material. La estructura interna se puede dividir en tres componentes como se muestra en la figura 1.1: la(s) estrella(s), que se forma al interior del núcleo; el disco, que permite la acreción de gas; y la envoltura, que aporta la mayor cantidad de la masa al proceso de acreción. En la figura 1.3 vemos la contribución de la emisión de cada una de las componentes a la distribución espectral de la energía (SED).

1.2 Emisión de polvo

Debido a las condiciones de alta densidad, la luz proveniente de la(s) estrella(s) se ve afectada por una gran extinción (e.g. $A_V \sim 10 - 10^3$, Lada et al. 1994, Alves et al. 1998). El polvo absorbe la radiación del UV al NIR y la re-emite a longitudes de onda más larga (Mathis, 1990). La emisión de este tipo de regiones alcanza su máximo entre 50 y 200 μm (Churchwell, 2002). Luego, para estudiar este tipo de regiones usamos observaciones en el submilimétrico, donde el material que forma la nube es ópticamente delgado.

Además del fenómeno de extinción descrito en el párrafo anterior, si los granos de polvo no son esféricos se puede producir (Draine, 2003): polarización de la luz si los granos de polvo están bajo la presencia de campos magnéticos, dispersión de la luz principalmente

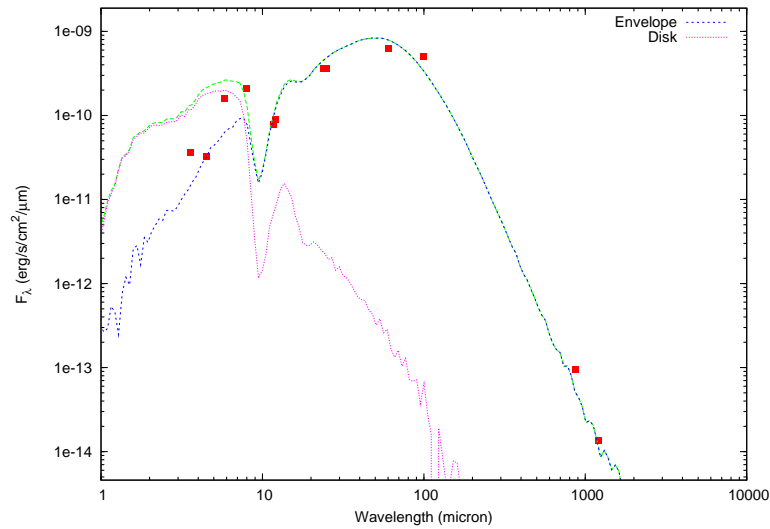


Figura 1.3: Ejemplo de la contribución de las componentes disco y envoltura a la emisión de polvo.

en el medio interestelar difuso, emisión en microondas producto de rotación de granos con momento dipolar eléctrico o emisión dipolar magnética a partir de granos magnéticos.

Los granos de polvo se forman por la coagulación de átomos y están formados principalmente por núcleos en base a grafitos o silicatos envueltos en hielos abundantes en C, H, N y O (Ossenkopf and Henning, 1994). El polvo traza las zonas densas de los núcleos hasta su temperatura de sublimación $T \sim 1500$ K (e.g. Vaidya et al., 2009). En consecuencia, la emisión del polvo frío nos da información sobre la envoltura de los núcleos.

En este trabajo utilizaremos observaciones de P-Artemis, SIMBA y LABOCA, para estudiar la envoltura de estas regiones y que nos dicen éstas de los procesos que ocurren en su interior. Esto nos permitirá caracterizar la distribución de temperatura y densidad al interior de la región. De esta forma podemos determinar parámetros de entrada para simulaciones que nos permitan explicar y comprender el proceso de formación de estrellas masivas y su evolución.

Para estudiar la estructura interna de temperatura y densidad de la envoltura, usaremos códigos de transferencia radiativa para reproducir simultáneamente la distribución espectral (SED) y la distribución espacial (imagen) de la radiación. Hatchell et al. (2000), Hatchell and van der Tak (2003) y Williams et al. (2005) modelaron la emisión de regiones de formación de estrellas masivas usando leyes de potencia como distribución de densidad y el código de transferencia radiativa DUSTY. Estos modelos muestran que es posible ajustar la imagen, sin embargo, para ajustar el SED completamente es necesario introducir una componente interior o abandonar la simetría esférica. En el caso de distribuciones de Bonnor-Ebert, sólo se han podido ajustar regiones

de formación de estrellas de baja masa usando temperatura constante (Johnstone et al., 2000, Alves et al., 2001) o introduciendo una temperatura variable (Evans et al., 2001).

En §2 explicamos nuestra selección de fuentes a observar, las observaciones en el continuo submilimétrico y su fotometría. En §3 explicamos el procedimiento que usamos para ajustar la distribución espectral de energía (SED) y los perfiles radiales de flujo utilizando distintos modelos y programas de transporte de radiación. En §4 discutimos los resultados y los comparamos con otras observaciones y con predicciones de modelos de formación de estrellas masivas. Finalmente, en §5 presentamos las conclusiones de este trabajo.

Capítulo 2

Observaciones

2.1 Fuentes

Observamos 17 fuentes de continuo submilimétrico. Estas fuentes corresponden a regiones de formación de estrellas masivas y fueron seleccionadas de acuerdo a su posición y a su luminosidad IRAS. Disponemos de observaciones en $870 \mu\text{m}$ de APEX-LABOCA y $1200 \mu\text{m}$ de SEST-SIMBA (Garay et al., 2006) y para 6 de las fuentes en $450 \mu\text{m}$ de p-Artemis. Además, usamos los flujos a 12, 25, 60, $100 \mu\text{m}$ de IRAS; 8.7, 11.7, $17.7 \mu\text{m}$ de TIMMI2; 3.6, 4.5, 5.8, 8.0, $24 \mu\text{m}$ de Spitzer-IRAC/MIPS (Morales et al., 2009). En la tabla 2.1 se presentan las posiciones de los máximos de estos objetos medidos en las imágenes de LABOCA, sus distancias, sus velocidades con respecto al *local standard of rest* y sus luminosidades IRAS obtenidas a partir de los flujos de las cuatro bandas.

Fuente	α (J2000)	δ (J2000)	$V_{lsr}^{(a)}$ (km s^{-1})	Distancia ^(b) (kpc)	L_{IRAS} (L_{\odot})
12383-6128	G301.7 12 41 17.44±0.06	-61 44 39.4±0.3	-39.1	4.4	2.7×10^4
14095-6102	G312.6 14 13 14.81±0.01	-61 16 55.1±0.1	-62.7	5.7	4.2×10^4
14593-5852	G319.2 15 03 12.04±0.05	-59 04 41.6±0.5	-18.9	11.5	3.2×10^5
15394-5358	G326.5 15 43 16.93±0.01	-54 07 17.6±0.1	-40.9	2.8	8.4×10^3
15502-5302	G328.3 15 54 06.46±0.02	-53 11 44.2±0.1	-91.7	5.6	5.0×10^5
15520-5234	G328.8 15 55 48.25±0.01	-52 43 07.7±0.1	-42.3	2.9	1.3×10^5
15596-5301	G329.4 16 03 32.26±0.01	-53 09 29.2±0.1	-75.0	4.6	3.7×10^4
16128-5109	G332.2 16 16 39.51±0.04	-51 17 07.9±0.3	-55.7	3.7	1.4×10^5
16272-4837	G335.6 16 30 58.38±0.01	-48 43 53.4±0.1	-46.6	3.4	1.4×10^4
16458-4512	G340.3 16 49 29.93±0.04	-45 17 55.9±0.3	-50.3	3.8	2.8×10^4
16524-4300	G342.7 16 56 02.86±0.02	-43 04 47.7±0.2	-41.9	3.6	2.5×10^4
16547-4247	G343.1 16 58 17.00±0.01	-42 52 06.6±0.1	-30.4	2.9	3.6×10^4
17008-4040	G345.5 17 04 22.61±0.06	-40 44 28.7±0.8	-16.4	2.0	3.1×10^4
17009-4042	G345.5 17 04 27.77±0.02	-40 46 28.8±0.3	-16.7	2.0	3.7×10^4
17016-4124	G345.0 17 05 10.87±0.01	-41 29 03.2±0.1	-22.2	2.7	4.0×10^4
17158-3901	G348.5 17 19 17.54±0.02	-39 04 25.1±0.3	-13.4	2.0	1.2×10^4
17271-3439	G353.4 17 30 26.40±0.02	-34 41 38.7±0.1	-16.7	4.5	2.2×10^5

Notas. ^(a) Valores obtenidos de Bronfman et al. (1996), se estima un error de 0.1 km s^{-1} .

^(b) Valores calculados siguiendo Bronfman et al. (2000).

Tabla 2.1: Fuentes observadas. Las unidades de ascensión recta son horas, minutos y segundos y las de declinación son grados, minutos y segundos de arco.

Las fuentes fueron seleccionadas a partir de la muestra observada por Bronfman et al. (1996). Las fuentes seleccionadas cumplen al menos uno de los siguientes criterios: línea de CS(1-2) auto-absorbida, lo que es indicativo de movimientos de acreción o expansión en etapas tempranas de evolución; o alas extendidas en la línea de CS(1-2), lo que es indicativo de flujos bipolares. Además, todas las fuentes tiene flujos IRAS a $100 \mu\text{m}$ mayores que 10^3 Jy , luminosidades $L_{\text{IRAS}} > 10^4 L_{\odot}$ y están ubicadas en el hemisferio sur ($\delta < -20^\circ$). Estos criterios garantizan que las fuentes sean jóvenes y contengan al menos una estrella masiva embebida.

Para realizar el ajuste de los SED utilizamos los flujos calculados de las observaciones en 60, 100, 450, 870 y $1200 \mu\text{m}$, debido a que estamos interesados en las propiedades del polvo frío y el aporte de las observaciones de P-Artemis, LABOCA y SIMBA para la determinación de sus propiedades. En la tabla 2.2 se presentan los flujos integrados de estas fuentes en sus respectivas longitudes de onda y sus radios en las distintas observaciones. Los radios se obtienen del perfil radial (ver §2.3), por lo que no corresponden al FWHM de un ajuste Gaussiano como en Garay et al. (2007). En lo sucesivo nos referiremos al radio de una fuente determinada, como al promedio de los radios de las observaciones en SIMBA y LABOCA presentadas en la tabla 2.2.

En la figura 2.1 se muestran las imágenes de p-Artemis, LABOCA y SIMBA, además del SED y los perfiles radiales para cada fuente.

Fuente	F_{60} (Jy)	F_{100} (Jy)	F_{450} (Jy)	$R_{450}^{(a)}$ (pc)	F_{870} (Jy)	$R_{870}^{(b)}$ (pc)	F_{1200} (Jy)	$R_{1200}^{(b)}$ (pc)
12383-6128	789 ± 55	1460 ± 230	84.3 ± 8.4	3.8	17.2 ± 0.9	3.1
14095-6102	760 ± 110	1700 ± 260	27.6 ± 2.8	2.2	8.1 ± 0.4	2.1
14593-5852	1250 ± 130	3290 ± 430	58.3 ± 5.8	8.8	13.2 ± 0.7	5.5
15394-5358	466 ± 75	1620 ± 260	585 ± 59	0.6	58.7 ± 5.9	1.6	18.7 ± 0.9	1.3
15502-5302	11600 ± 1200	12400 ± 1200	80.8 ± 8.1	4.5	35.1 ± 1.8	4.7
15520-5234	10800 ± 970	16400 ± 1600	106.6 ± 10.7	2.0	33.2 ± 1.7	1.9
15596-5301	1100 ± 140	2480 ± 350	30.4 ± 3.0	2.5	10.6 ± 0.5	2.2
16128-5109	6240 ± 870	8410 ± 1350	77.3 ± 7.7	2.7	28.8 ± 1.4	2.4
16272-4837	676 ± 61	1960 ± 180	487 ± 49	0.7	49.8 ± 5.0	1.9	16.9 ± 0.8	1.8
16458-4512	1140 ± 290	2570 ± 410	46.2 ± 4.6	2.1	25.4 ± 1.3	2.9
16524-4300	1160 ± 200	2390 ± 450	56.6 ± 5.7	2.2	13.2 ± 0.7	1.9
16547-4247	2620 ± 390	6470 ± 710	769 ± 77	0.6	91.4 ± 9.1	1.8	25.7 ± 1.3	1.6
17008-4040	4670 ± 1700	8300 ± 4200	643 ± 64	0.4	122.5 ± 12.3	1.3	46.0 ± 2.3	1.3
17009-4042	5610 ± 730	11300 ± 5700	856 ± 86	0.4	173.2 ± 17.3	1.3	52.1 ± 2.6	1.2
17016-4124	3670 ± 510	7030 ± 1200	505 ± 50	0.4	137.3 ± 13.7	1.9	46.8 ± 2.3	1.9
17158-3901	1660 ± 270	4340 ± 740	131.4 ± 13.1	1.5	34.0 ± 1.7	1.4
17271-3439	7040 ± 850	$12200 \pm 2,000$	274.7 ± 27.5	3.6	101.2 ± 5.1	4.2

Notas. ^(a) Cota inferior para los radios en $450 \mu\text{m}$.

^(b) Se estima un error de medio FWHM del haz para cada fuente.

Tabla 2.2: Flujos integrados y radios deconvolucionados de las nubes observadas en 60, 100, 450, 870 y $1200 \mu\text{m}$.

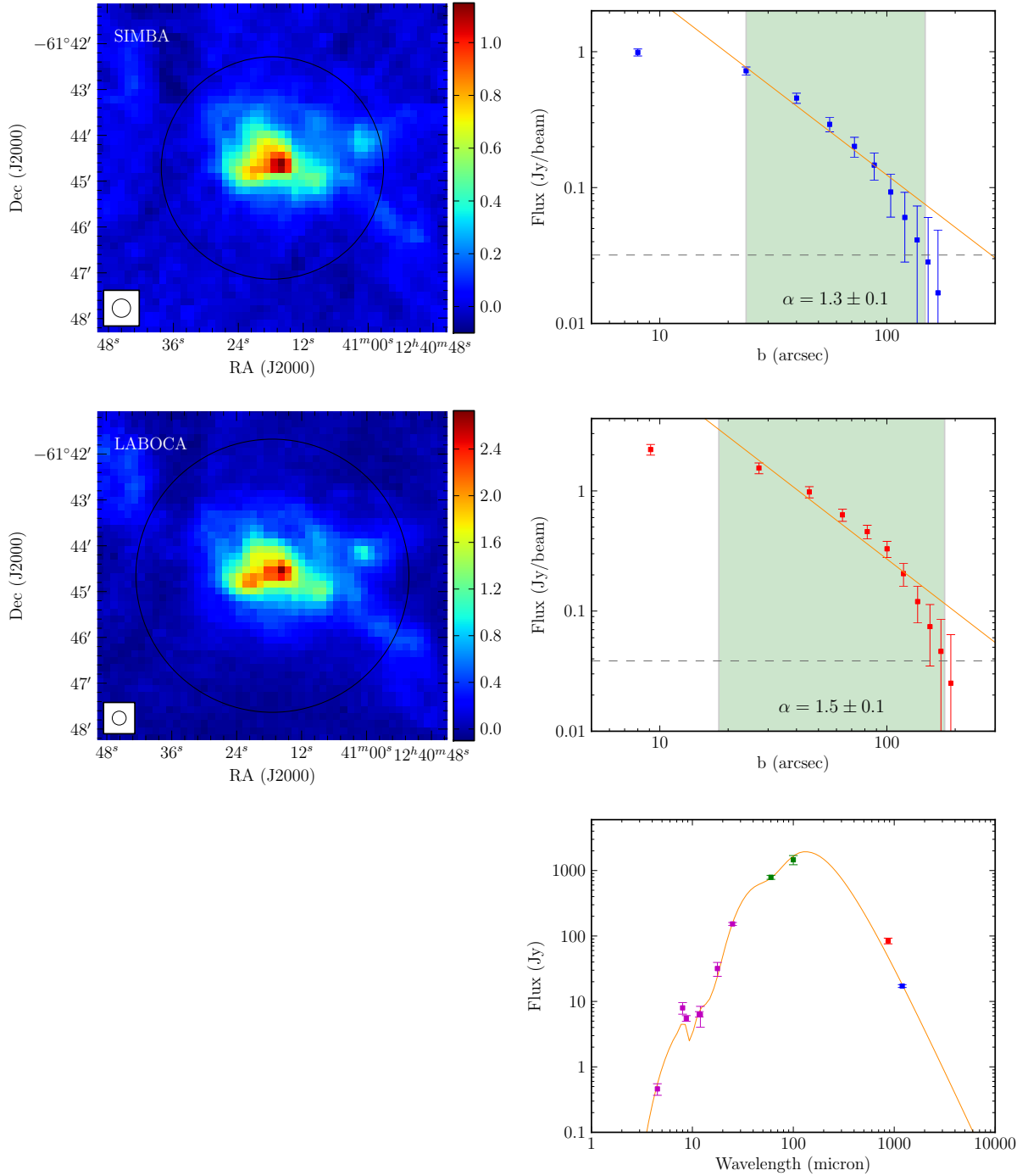


Figura 2.1: IRAS 12383-6128. *Izquierda:* imágenes de SIMBA, LABOCA y p-Artemis. La circunferencia negra corresponde al radio deconvolucionado. El recuadro inferior izquierdo corresponde al haz del instrumento. *Derecha:* perfiles radiales de las imágenes de SIMBA y LABOCA, y SEDs ajustados por un modelo de absorción/emisión de polvo (curva naranja). La línea horizontal de los perfiles radiales corresponde al ruido en la imagen, y la franja verde indica el intervalo donde se ajustó la ley de potencia graficada en naranja. α corresponde al exponente de la ley de potencia. El extremo izquierdo de la franja indica el FWHM del haz y el derecho el radio de la fuente.

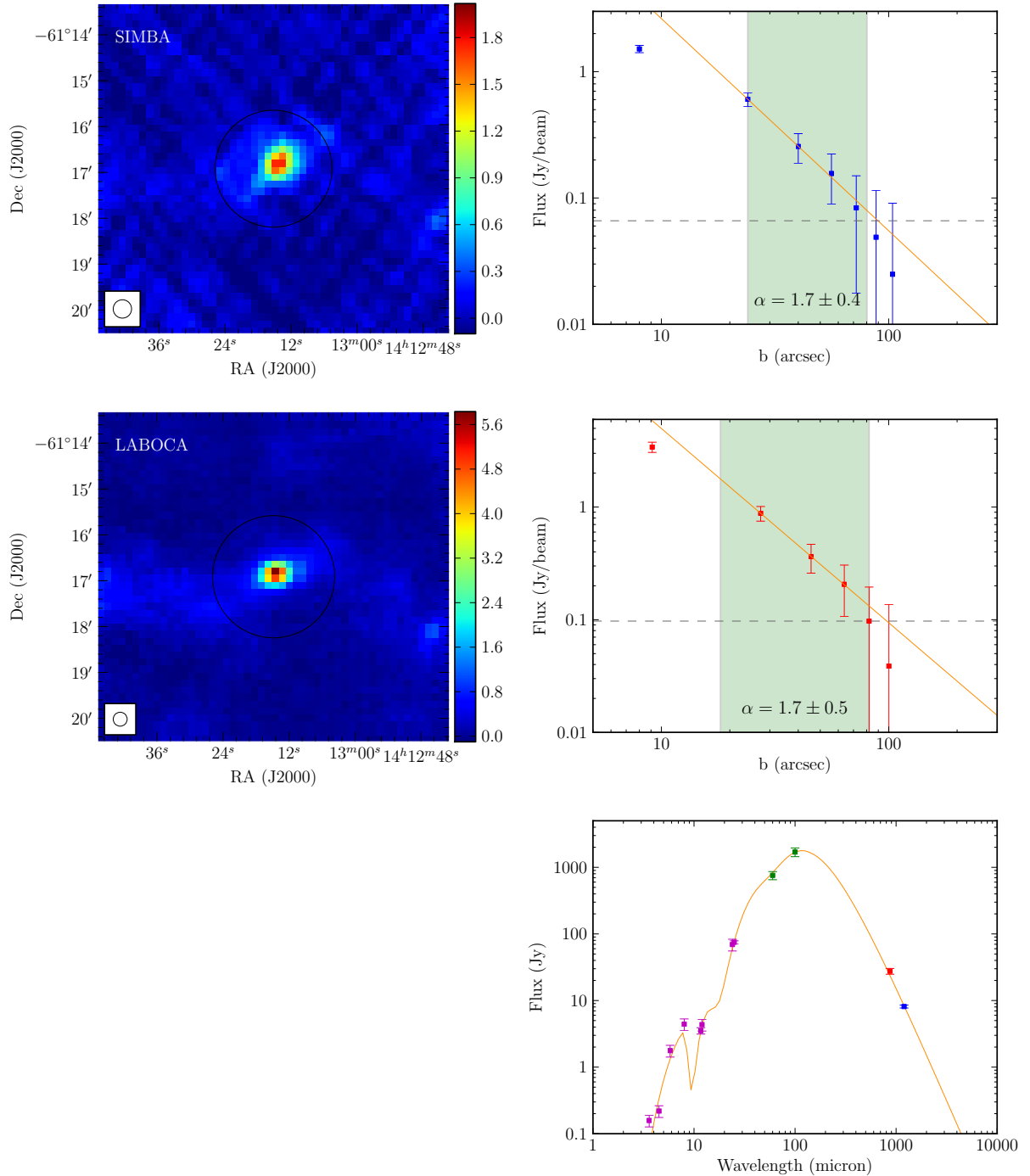


Figura 2.1: IRAS 14095-6102

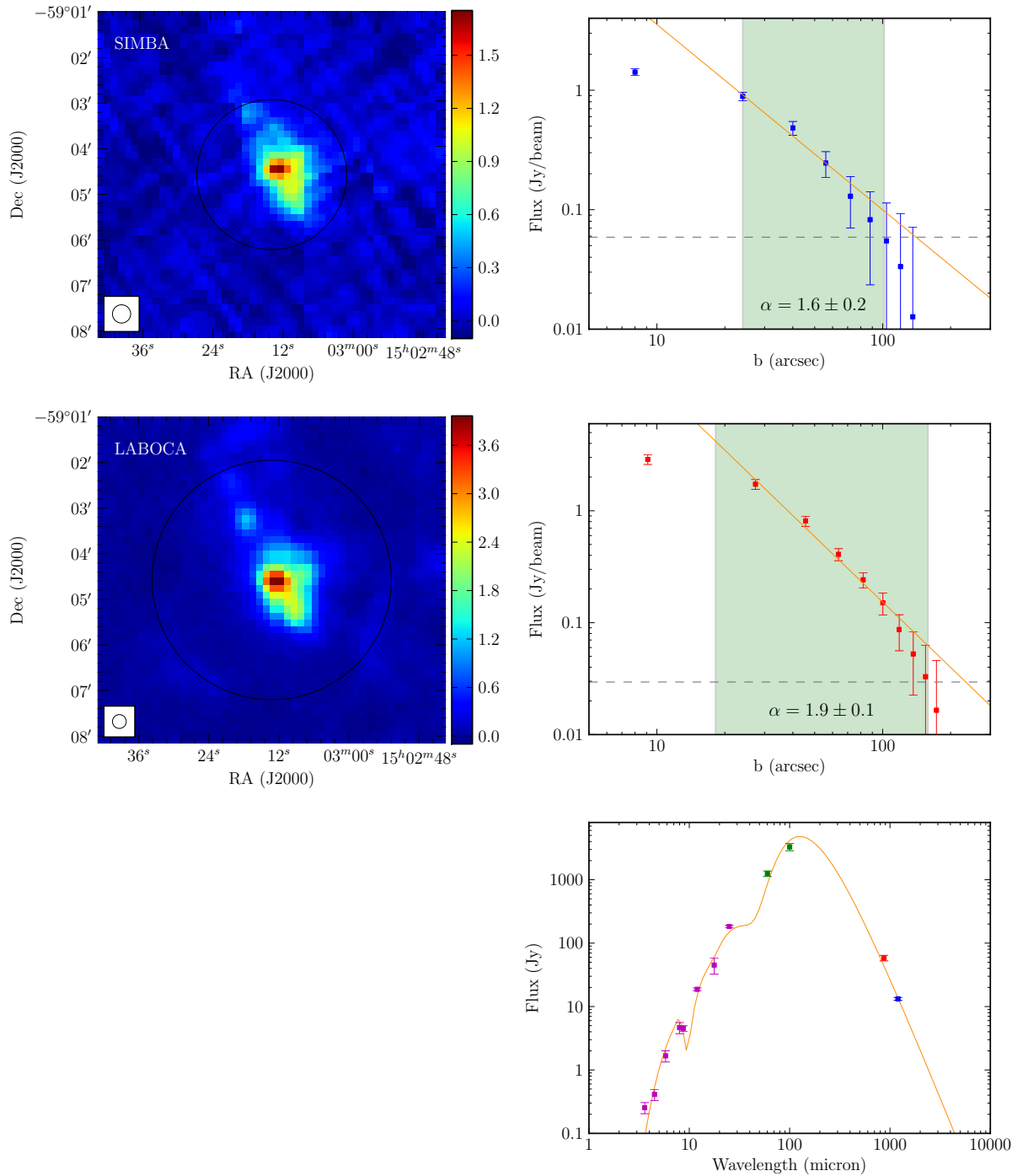


Figura 2.1: IRAS 14593-5852

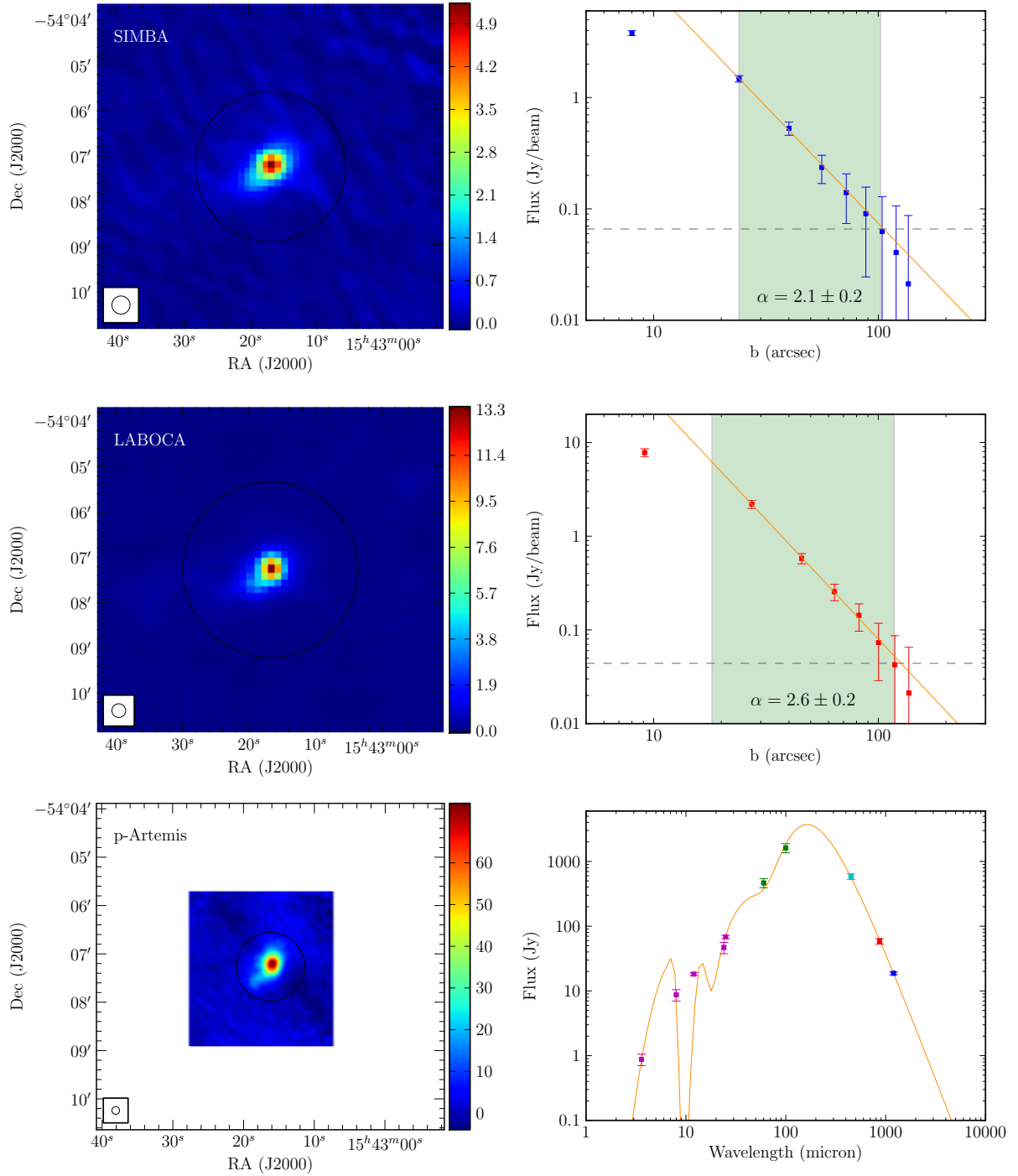


Figura 2.1: IRAS 15394-5358

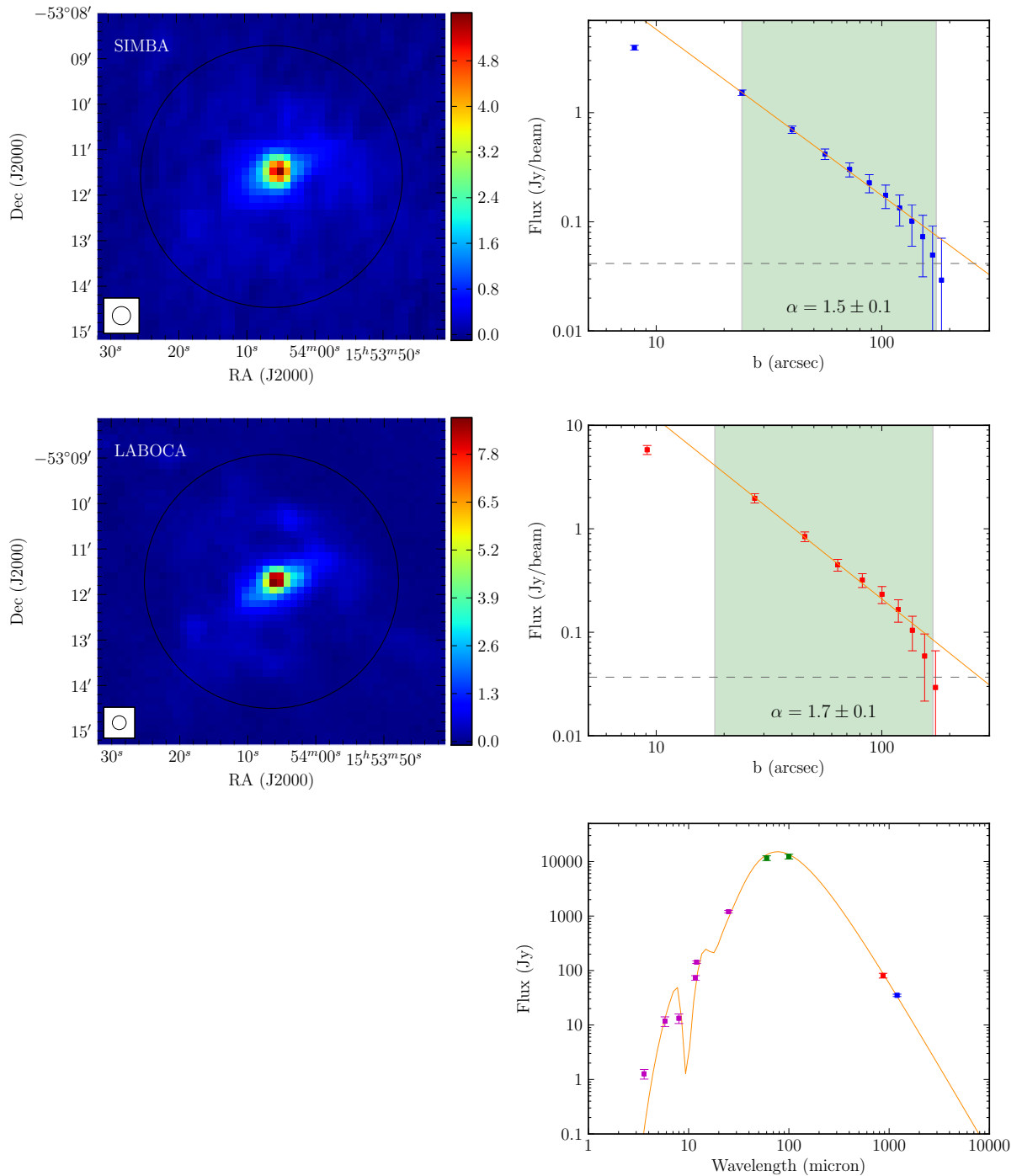


Figura 2.1: IRAS 15502-5302

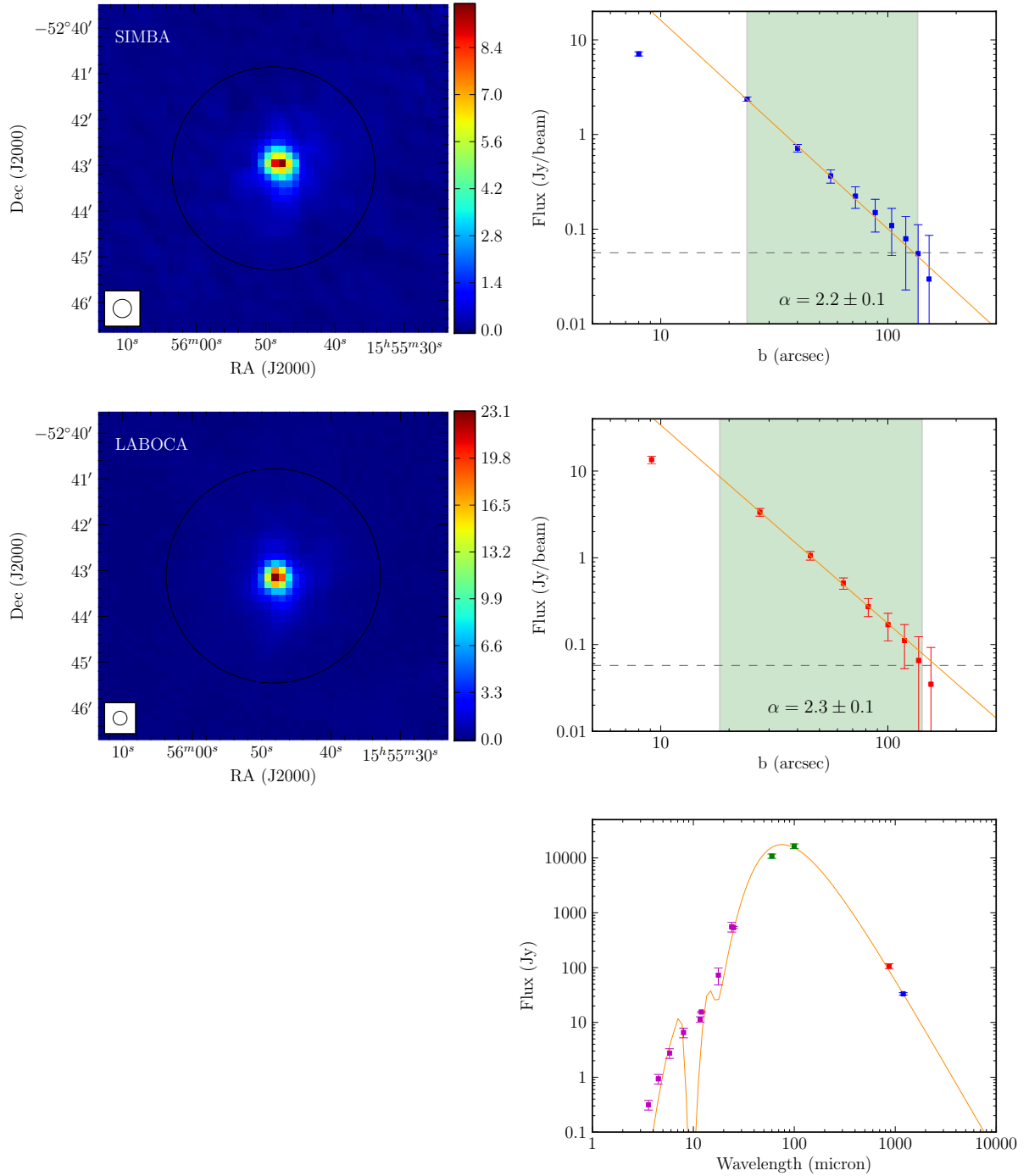


Figura 2.1: IRAS 15520-5234

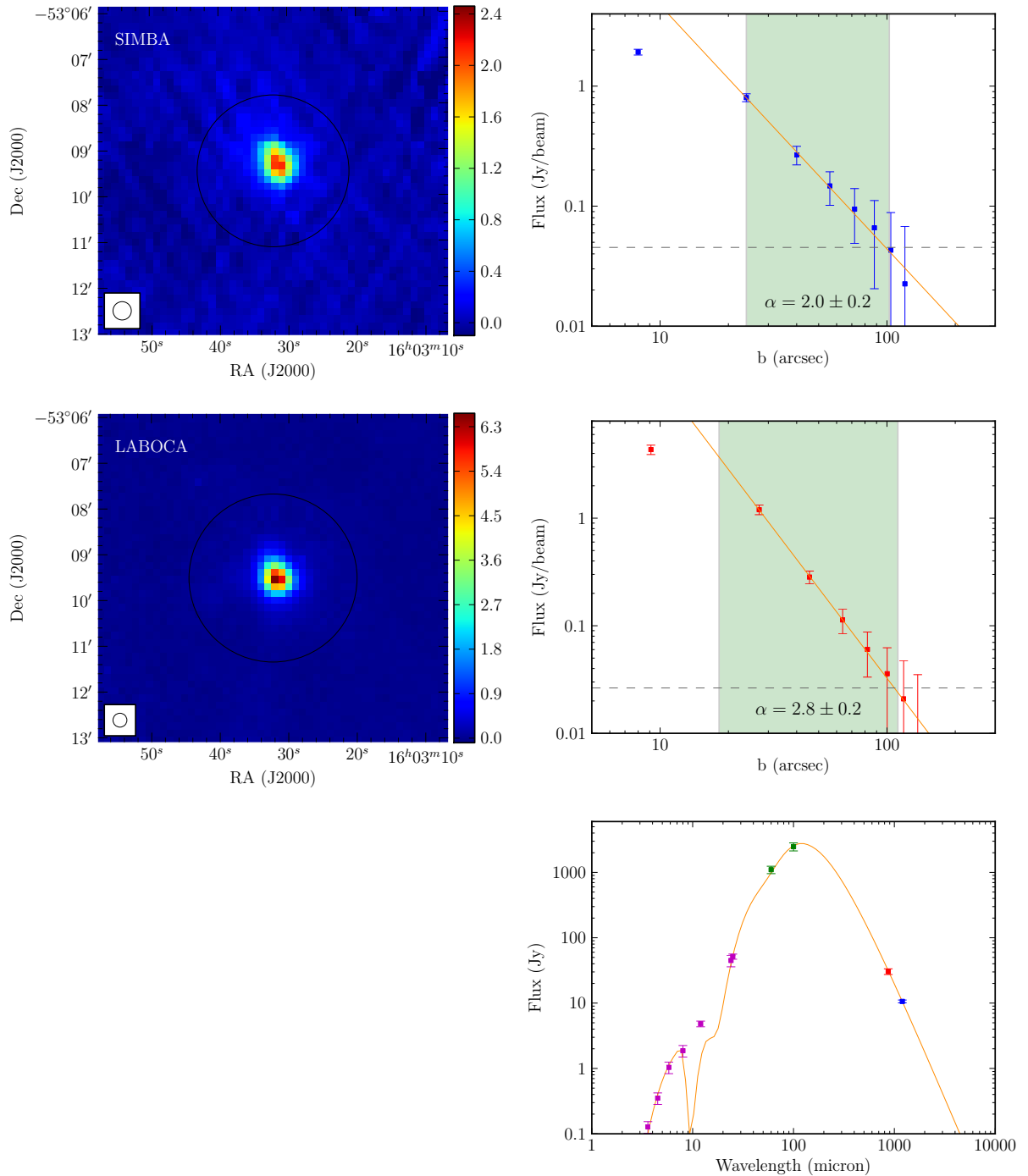


Figura 2.1: IRAS 15596-5301

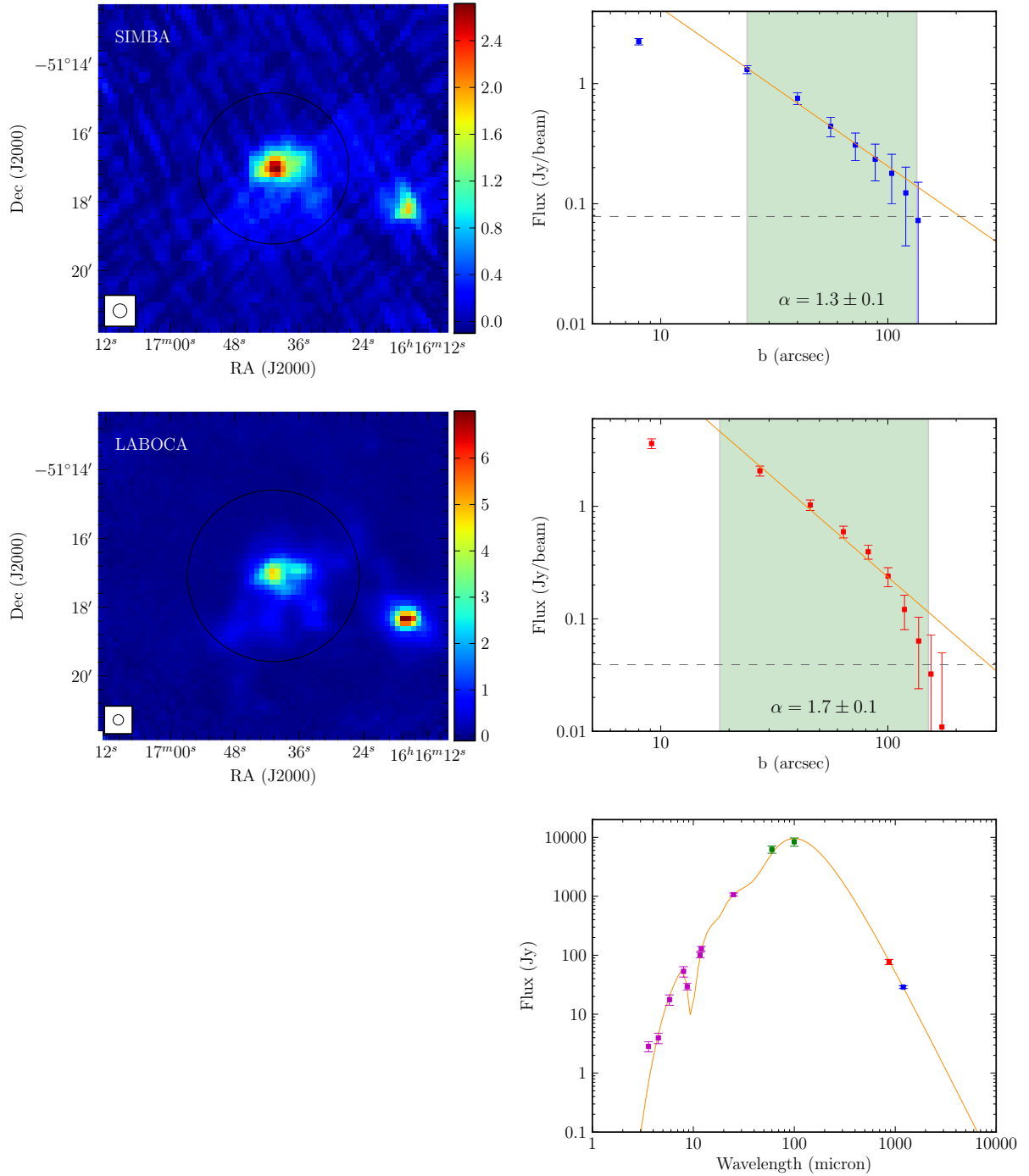


Figura 2.1: IRAS 16128-5109

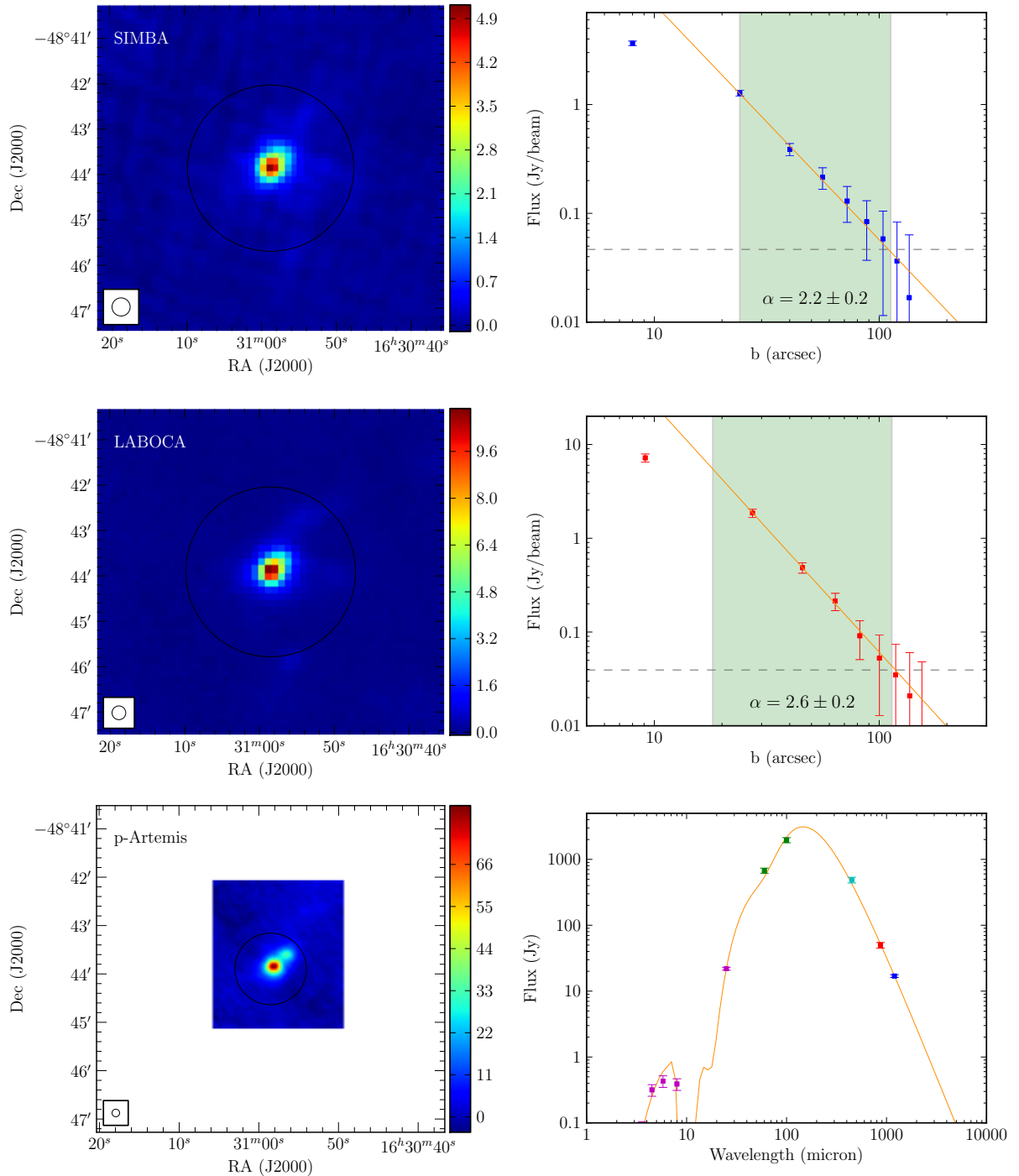


Figura 2.1: IRAS 16272-4837

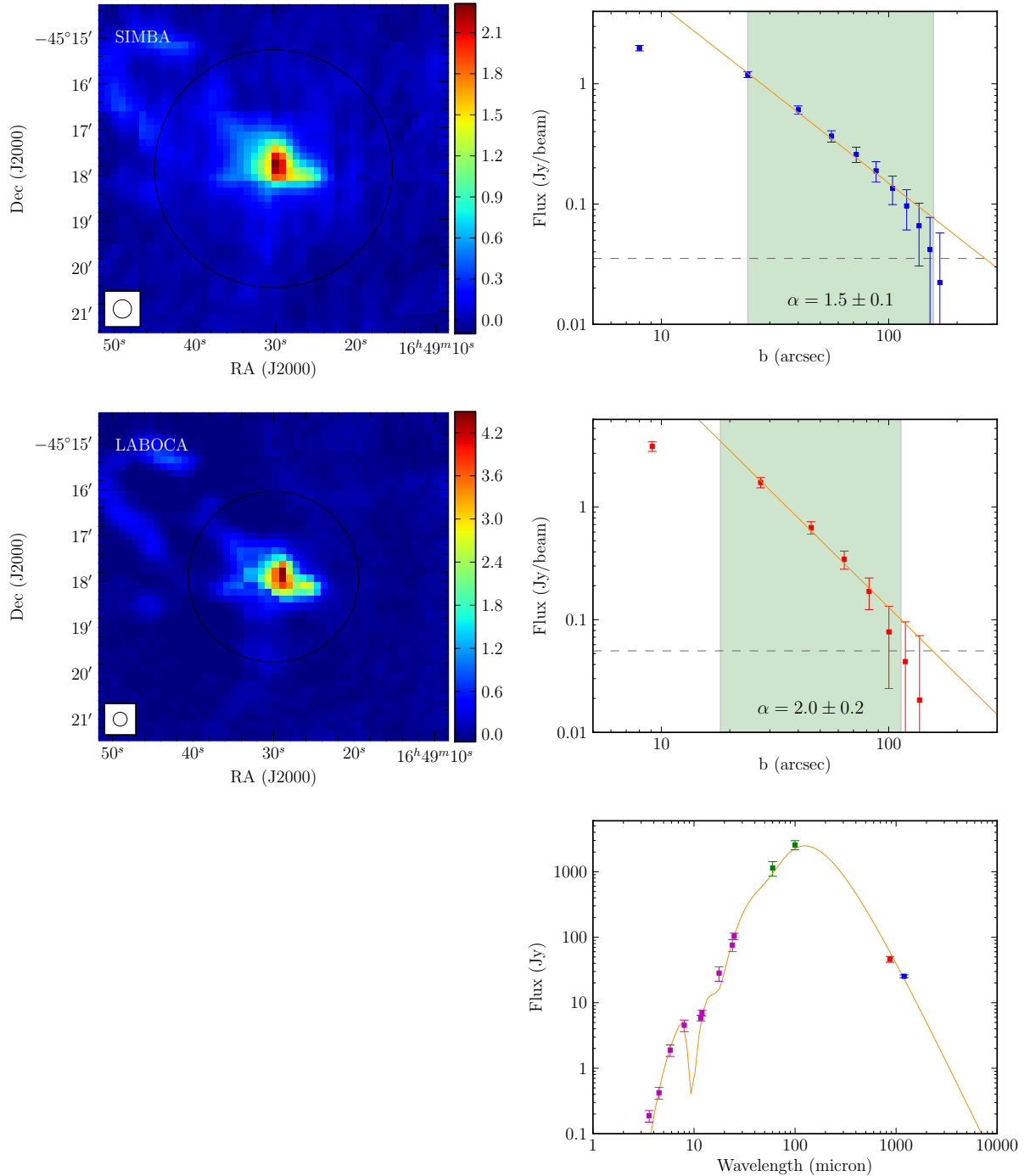


Figura 2.1: IRAS 16458-4512

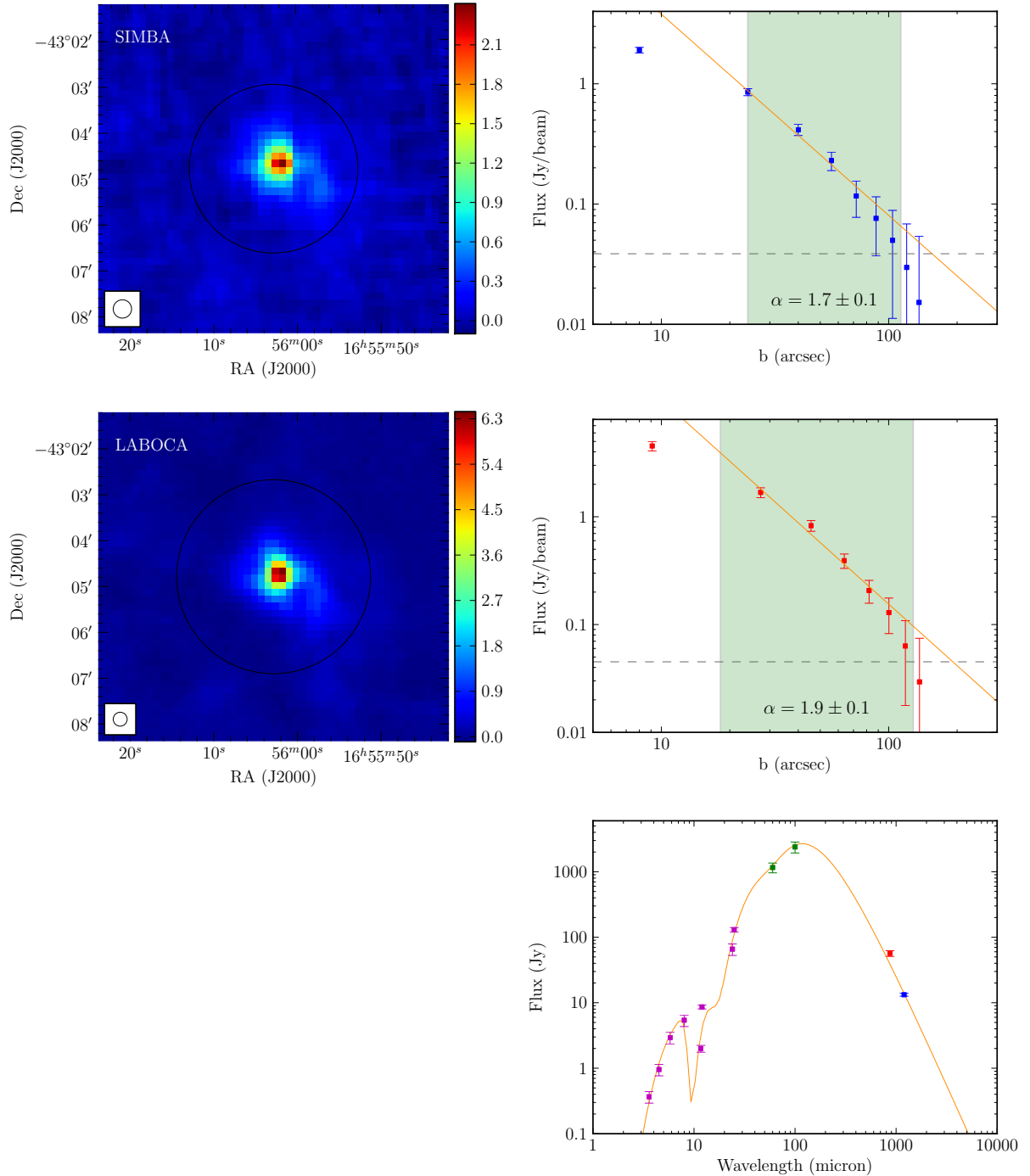


Figura 2.1: IRAS 16524-4300

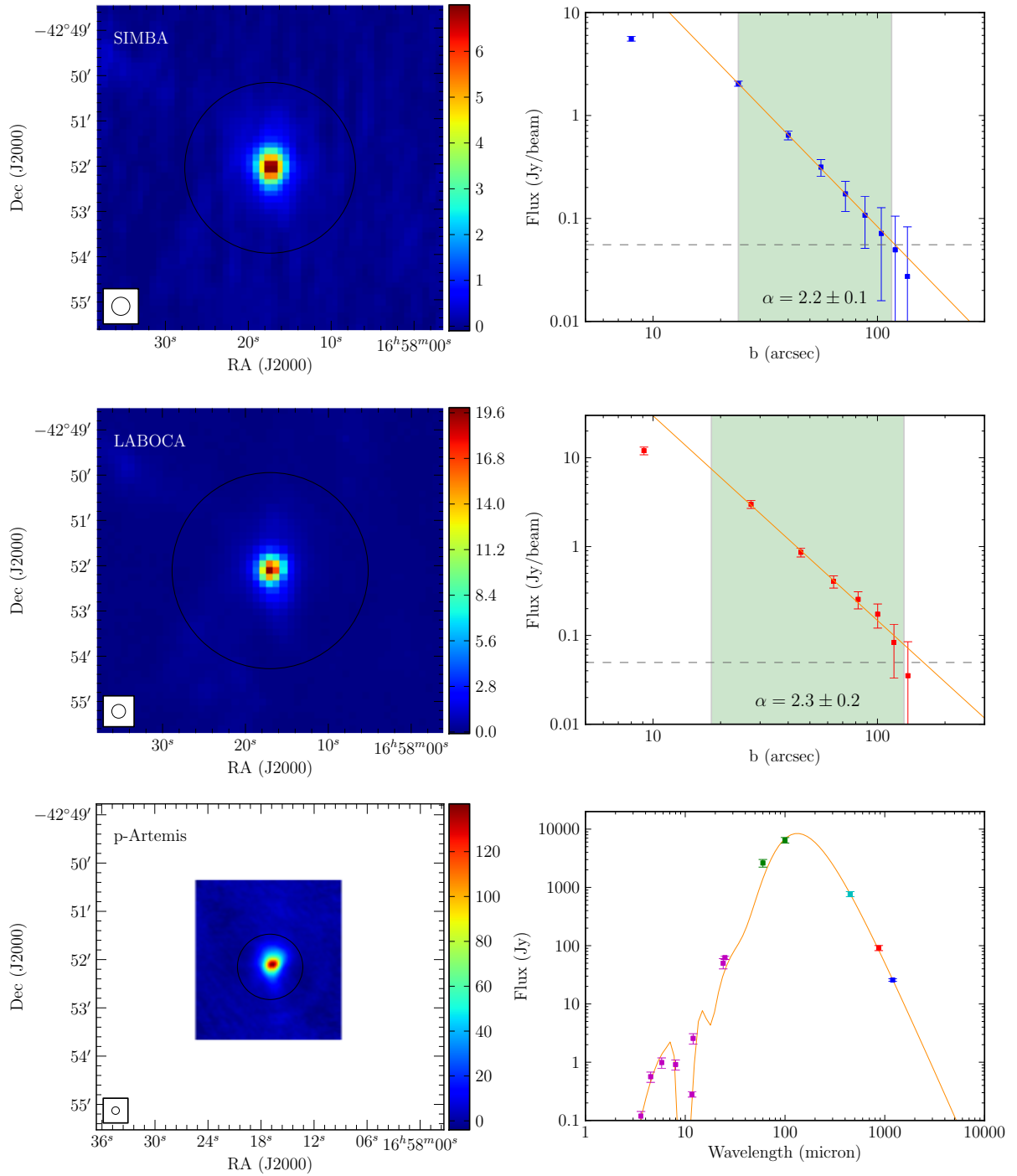


Figura 2.1: IRAS 16547-4247

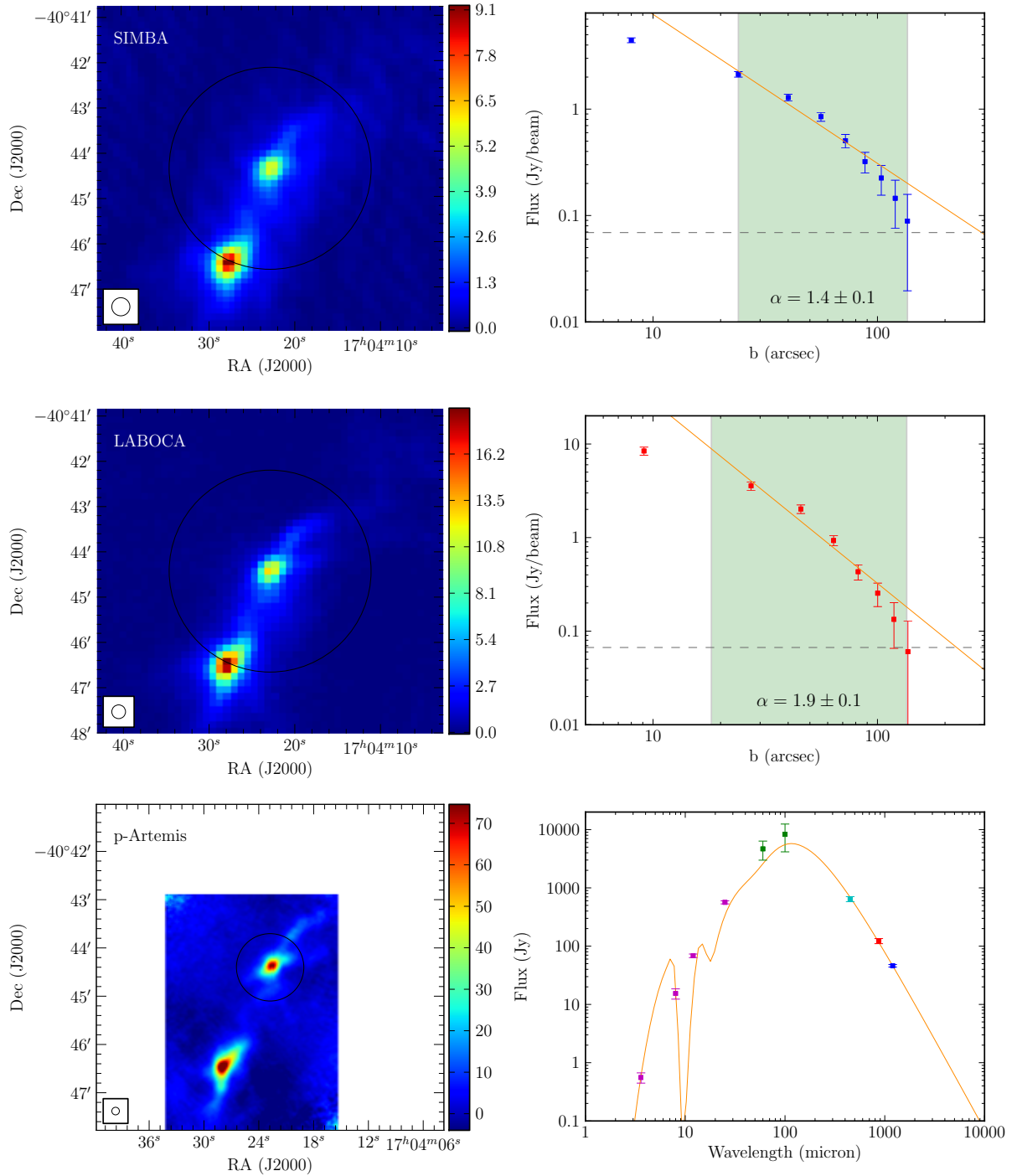


Figura 2.1: IRAS 17008-4040

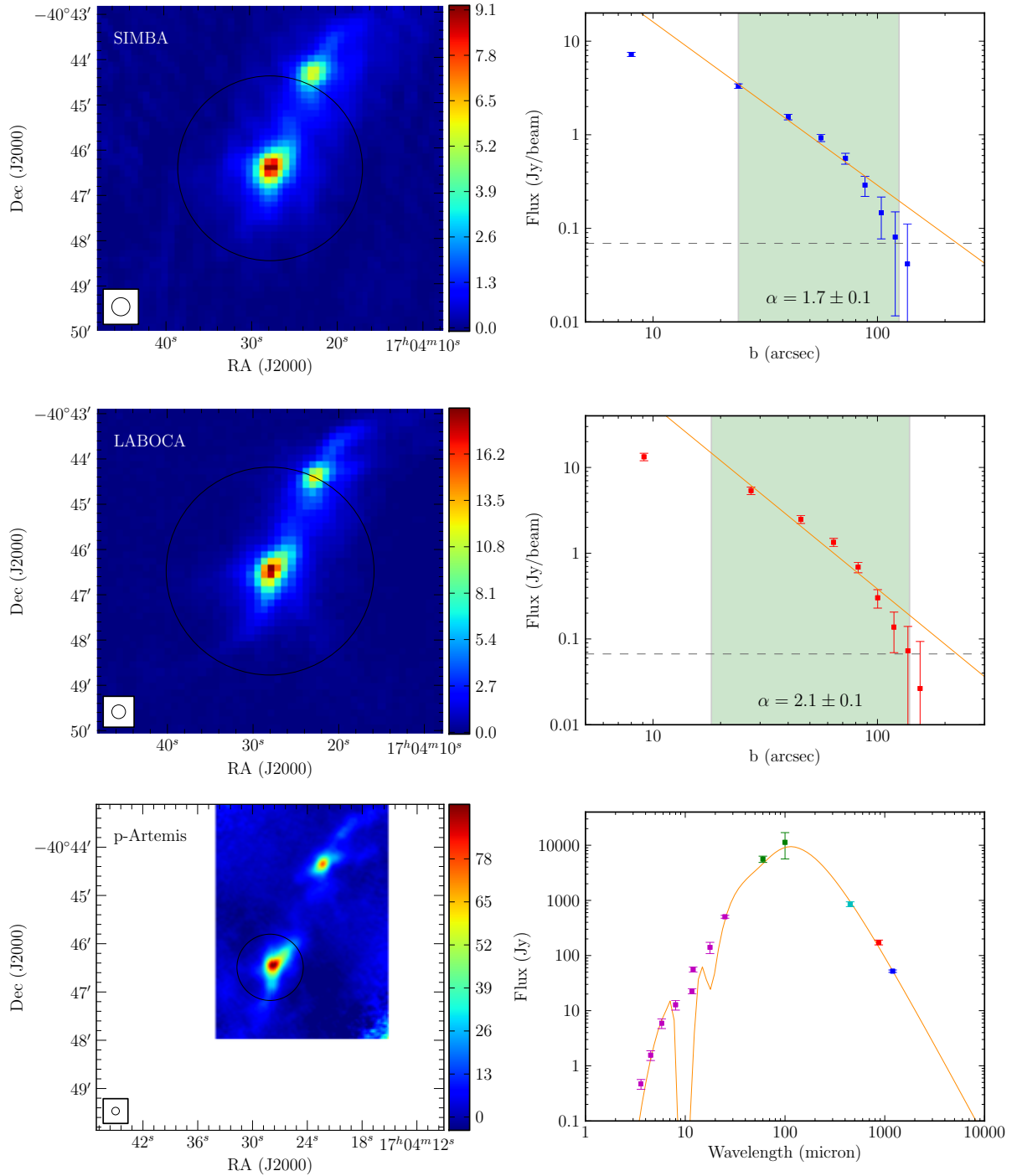


Figura 2.1: IRAS 17009-4042

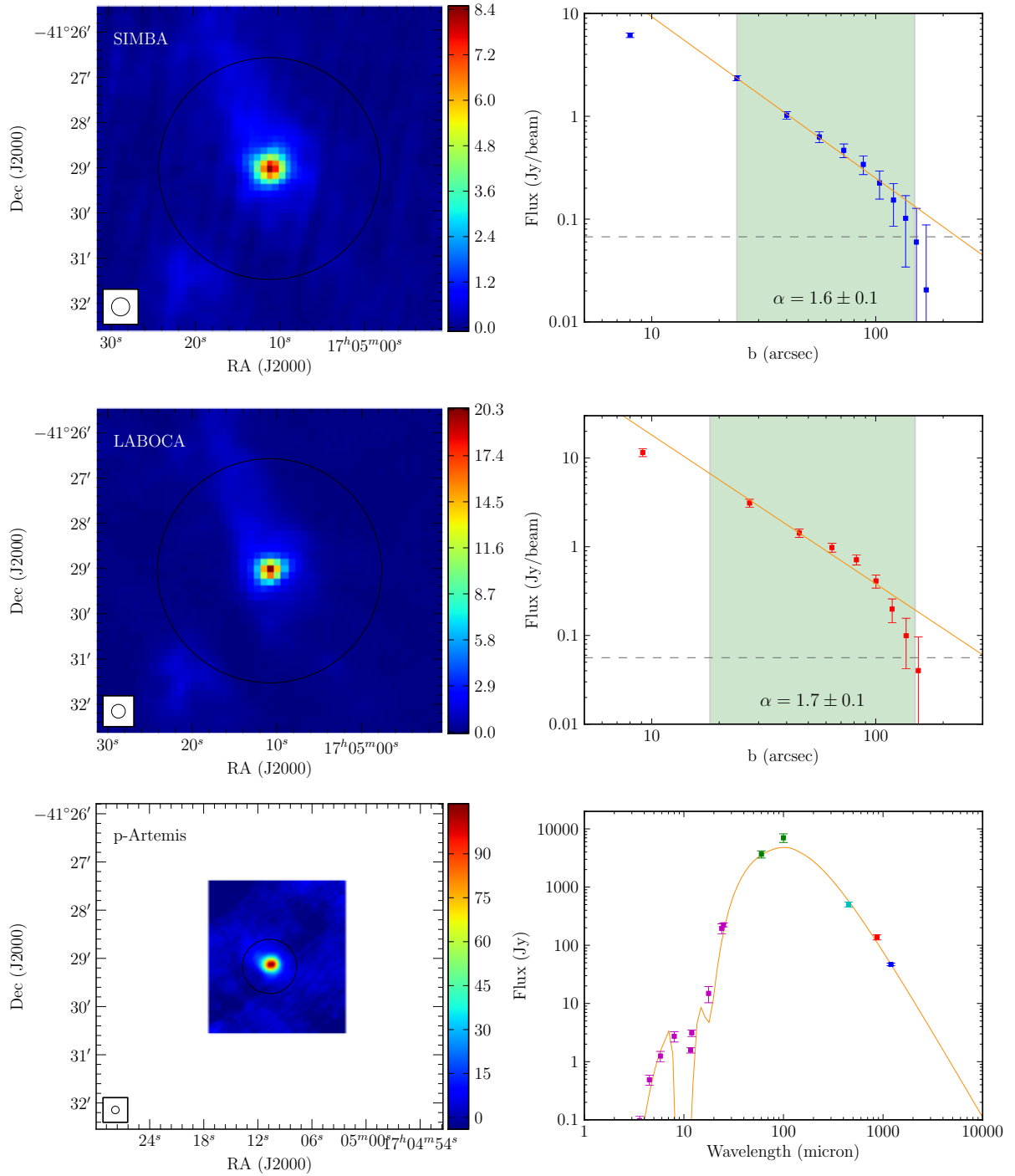


Figura 2.1: IRAS 17016-4124

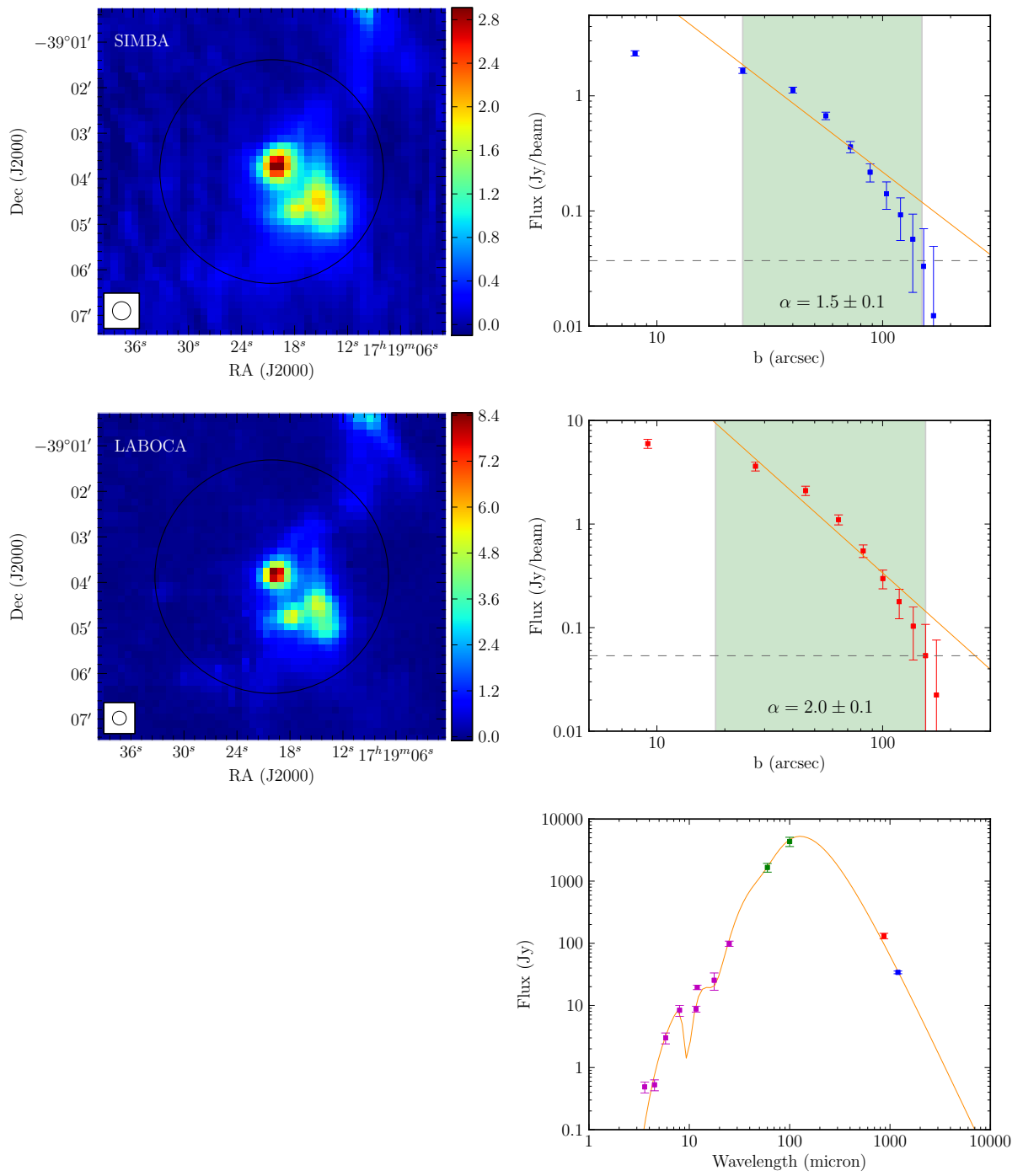


Figura 2.1: IRAS 17158-3901

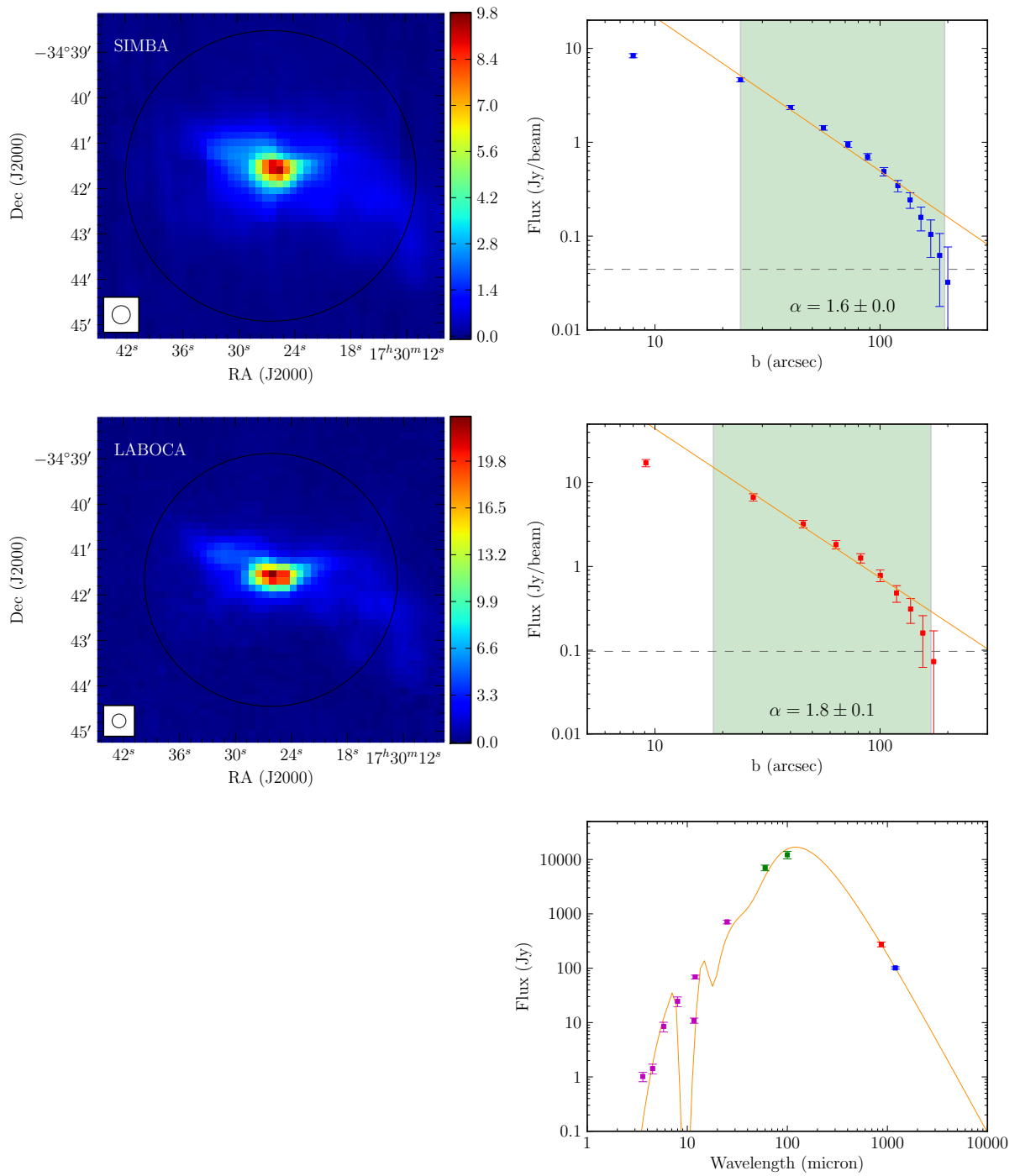


Figura 2.1: IRAS 17271-3439

2.2 Observaciones

2.2.1 SIMBA

SIMBA es un bolómetro con 37 canales que se ubicaba en el telescopio SEST. Observa a $1200 \mu\text{m}$, con un haz de $24''$ y un ancho de banda de $450 \mu\text{m}$. Las observaciones se realizaron durante Octubre de 2001 y Julio de 2002. Cada patrón de mapeo consistió en 50 líneas en azimut de $800''$ de largo y separadas por $8''$ en elevación. Cada patrón requirió ~ 15 minutos de observación. Cada fuente fue observada por 2 – 3 patrones, logrando un nivel de ruido típico de 50 mJy/beam . Los datos fueron reducidos de acuerdo al procedimiento estándar usando el programa MOPSI, que incluye substracción de líneas de base y la eliminación del ruido correlacionado entre los distintos canales. La opacidad del cielo fue determinada usando *skydips* (escaneo rápido entre el cenit y el horizonte a lo largo del azimut de la observación) tomados cada 1hr. La calibración de flujo fue realizada usando mapas de Urano. Los errores de puntería son de $\sim 3''$.

2.2.2 LABOCA

LABOCA es un bolómetro con 295 canales (270 en uso) que se encuentra en el telescopio APEX. Observa a $870 \mu\text{m}$, con un haz de $18.2''$ y un ancho de banda de $150 \mu\text{m}$. Las observaciones se realizaron durante Julio y Septiembre de 2007. Para las observaciones se utilizó un patrón espiral y cada fuente cuenta con seis series de tiempo. La reducción de las series de tiempo y la obtención de los mapas la realizamos usando el programa BoA. Este nos permite restar las líneas de base, restar el ruido correlacionado entre canales, integrar las series de tiempo y sumar los mapas. Corregimos por opacidad del cielo usando los skydips y calibramos en flujo usando mapas de Urano y B13134. El nivel de ruido típico es de 52 mJy/beam y estimamos un error en puntería de $1''$.

2.2.3 p-Artemis

P-Artemis es un arreglo de 256 bolómetros ubicado en el telescopio APEX. Observa a $450 \mu\text{m}$, con un haz de $9.4''$ y un ancho de banda de $90 \mu\text{m}$. Las observaciones se realizaron durante Junio de 2009. Este instrumento fue diseñado como el prototipo de Artemis, que se espera comience a operar en 2013. Para realizar la reducción de las imágenes se utilizó una rutina de IDL, la cual realiza la calibración en posición y flujo, y corrige por extinción atmosférica. Además esta rutina nos entrega los pesos de cada pixel. Realizamos dos iteraciones la primera para corregir por extinción y calibrar las imágenes, y la segunda para realizar nuevas correcciones para ajustar las líneas de base usando una máscara. A pesar que la rutina de IDL permite el uso de modelos para ajustar líneas de base, las correcciones usando modelos empeoraban la calidad de la imagen original.

Las imágenes obtenidas en la reducción en IDL presentan flujos negativos en zonas adyacentes a las fuentes más brillantes, probablemente debido a un mal ajuste de líneas de base. Estas zonas de flujo negativo se correlacionan con zonas de bajo peso. Esto limita nuestra capacidad para determinar el flujo total de la fuente y sus dimensiones.

Para corregir esto usamos curvas de nivel en base a los pesos de la imagen. Determinamos una constante aditiva para los niveles como las medianas de los flujos

correspondientes a cada nivel. Posteriormente generamos un mapa suavizado de estas constantes y se lo restamos a la imagen IDL. Determinamos dos zonas circulares con centro en el máximo de emisión, de acuerdo a la imagen de los pesos, para realizar el ajuste anterior. Generalmente la primera zona correspondía a un círculo de radio $\sim 73''$ y la segunda a todos los pixeles externos a este círculo.

Las imágenes resultantes, poseen un flujo $\sim 5\%$ mayor y un cambio de posición del máximo menor que $0.08''$. A pesar de esta corrección no esperamos recuperar la totalidad de la emisión extendida de los objetos. Es por esto que no usaremos los perfiles radiales de estas imágenes para los ajustes. Sin embargo, podemos usar los flujos totales en los ajustes de SED con una buena caracterización del error de calibración, que estimamos en un 10% en este caso.

2.3 Perfiles Radiales

Para obtener los perfiles radiales de la distribución de flujo, $f(b)$, probamos tres métodos: anillos circulares, anillos elípticos y curvas de nivel. Los dos primeros métodos imponen una geometría circular o elíptica a la fuente para determinar los perfiles. La desventaja de usar perfiles circulares es que en una fuente elongada el flujo en radios mayores es subestimado. En el caso de geometría elíptica, la presencia de filamentos hace que imponer esta geometría sea más inexacto. Decidimos usar las curvas de nivel para obtener nuestros perfiles radiales, ya que no hay ninguna imposición sobre la forma de la región. En la figura 2.2 se muestran los perfiles obtenidos para IRAS 15394-5358 a $870 \mu\text{m}$ con los tres métodos.

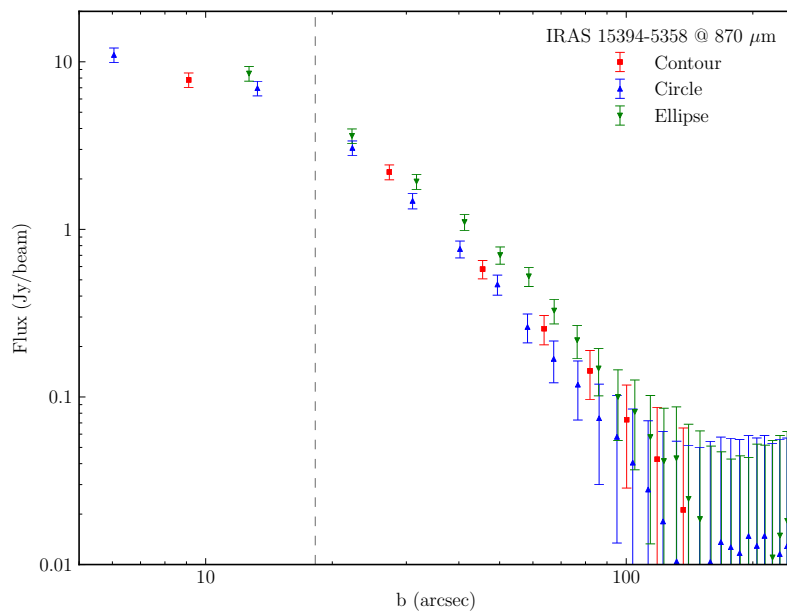


Figura 2.2: Perfiles radiales de IRAS 15394-5358 usando los 3 métodos descritos en §2.3.

Sean $f = f_i$ y $f = f_{i+1}$ dos curvas de nivel. El área entre ambas curvas esta dada por:

$$A = N_{pix}A_{pix} = (N_{i+1} - N_i)A_{pix}$$

donde N_{pix} es la cantidad de pixeles entre las curvas $f = f_i$ y $f = f_{i+1}$, N_j es la cantidad de pixeles al interior de la curva $f = f_j$ y A_{pix} es el área de cada pixel.

El área al interior de una curva $f = f_j$ la asociamos con el área de una circunferencia de radio b_j , es decir:

$$A_j = N_jA_{pix} = \pi b_j^2$$

Luego, dos curvas de nivel definen dos circunferencias que delimitan los bordes de un anillo.

Para obtener anillos de igual paso $\Delta b = b_{i+1} - b_i$ ordenamos los pixeles de acuerdo a su flujo y obtenemos la cantidad de pixeles entre curvas como:

$$N_{pix} = \frac{\pi(b_{i+1}^2 - b_i^2)}{A_{pix}}$$

Asociamos el promedio de los N_{pix} pixeles a una distancia angular $b = (b_{i+1} + b_i)/2$ del centro.

También obtuvimos perfiles radiales del flujo acumulado, $F(b)$, usando el mismo procedimiento descrito anteriormente. El flujo total corresponde a $F = F(R)$ con R el radio de la nube. Este radio está determinado por la intersección del perfil radial $f(b)$ con el ruido de la imagen.

Para estimar los errores en flujo de cada anillo consideramos el error de la imagen (RMS de una región del cielo) y el error de calibración de flujo. El error de calibración para LABOCA fue de un 10% y para SIMBA de un 5% del flujo. Con estas dos fuentes de error, el error para el flujo promedio f_i del anillo i :

$$\sigma_{f_i}^2 = \sigma^2 + (c_\lambda f_i)^2$$

y para el flujo acumulado F_i en el anillo i :

$$\sigma_{F_i}^2 = N_i \sigma^2 + (c_\lambda F_i)^2$$

donde σ corresponde al ruido, N_i los pixeles en el anillo i , c_λ a los errores porcentuales de calibración y F_i el flujo total en el anillo.

La densidad de columna obtenida a partir de una distribución de densidad dada por una ley de potencia, es una ley de potencias hasta cierto radio. La existencia de este radio se debe a que la nube es finita. Como consecuencia, la intensidad también debiera ser una ley de potencia en un rango dado. Sin embargo, esto no se observa debido a que lo que efectivamente observamos es la convolución del haz (Gaussiano) del telescopio con

la intensidad real. A pesar de esto, podemos determinar un rango en donde la ley de potencia es válida para la intensidad, siempre que el tamaño de la fuente lo permita. Este rango parte desde el tamaño del haz (Adams, 1991). En el rango descrito anteriormente podemos modelar la intensidad como:

$$f(b) = f_0 \left(\frac{b}{b_0} \right)^{-\alpha}$$

El rango usado va entre el tamaño del haz y el radio de la fuente. Usaremos el ajuste de ley de potencias en este rango para verificar que nuestros modelos reproducen las observaciones.

2.4 Masa y Temperatura de Polvo

Ajustamos SED siguiendo Morales et al. (2009) agregando las observaciones en 450 y 870 μm . Dejamos una descripción más detallada de este método para el apéndice A.2. Debido a que las componentes caliente y tibia están bien ajustadas, variamos como parámetros la temperatura de la componente fría (T_c), la frecuencia de referencia ν_0 y β (ver ecuación A.6). En la figura 2.1 se muestra el ajuste del SED para todas las fuentes, el ajuste corresponde a la suma de las tres componentes.

En la tabla 2.3 se muestran las temperaturas calculadas y las masas obtenidas usando (e.g. Chini et al., 1987):

$$M_d = \frac{F_\nu D^2 R_{\text{dg}}}{\kappa_\nu B_\nu(T_d)} \quad (2.1)$$

donde D es la distancia, F_ν el flujo a la frecuencia ν , $R_{\text{dg}} = 100$ la razón gas a polvo y κ_ν la opacidad dada por Weingartner and Draine (2001) con $R_V = 5.5$. Estos modelos son más adecuados para regiones de formación de estrellas masivas que el valor típico del medio interestelar la Galaxia $R_V = 3.1$ (e.g. Chapman et al., 2009). Con este nuevo ajuste se obtuvo una pequeña variación ($\lesssim 10\%$) en la temperatura con respecto a aquella determinada en otros trabajos (e.g. Faúndez et al., 2004).

Los valores de las masas son similares en ambas observaciones. Por esto adoptaremos como valor de la masa de polvo de la nube el de 1200 μm . Además estas observaciones muestran un mejor mapeo de las regiones y el ajuste de los SED considera las densidades de columnas de éstas. Para poder comparar las masas de distintos modelos determinamos una diferencia en temperatura que explique la diferencia en masa. Finalmente, estas masas son sólo un valor de referencia ya que hemos usado una temperatura constante. Para encontrar una mejor estimación de la masa debemos ajustar una distribución de temperatura a la nube.

La columna de densidad en la tabla 2.3, la derivamos usando la emisión en SIMBA y

Fuente	T_d (K)	$M_d(450\mu\text{m})$ (M_\odot)	$M_d(870\mu\text{m})$ (M_\odot)	$M_d(1200\mu\text{m})$ (M_\odot)	N_{H_2} (10^{23} cm^{-2})	$\alpha(870\mu\text{m})$	$\alpha(1200\mu\text{m})$
12383-6128	24	...	2.0×10^4	1.0×10^4	1.3	1.5 ± 0.1	1.3 ± 0.1
14095-6102	26	...	9.5×10^3	7.3×10^3	1.9	1.7 ± 0.5	1.7 ± 0.4
14593-5852	24	...	9.2×10^4	5.4×10^4	2.0	1.9 ± 0.1	1.6 ± 0.2
15394-5358	23	8.6×10^3	6.1×10^3	5.0×10^3	6.2	2.6 ± 0.2	2.1 ± 0.2
15502-5302	45	...	1.4×10^4	1.6×10^4	2.9	1.7 ± 0.1	1.5 ± 0.1
15520-5234	46	...	4.7×10^3	4.0×10^3	5.0	2.3 ± 0.1	2.2 ± 0.1
15596-5301	26	...	6.8×10^3	6.2×10^3	2.4	2.8 ± 0.2	2.0 ± 0.2
16128-5109	33	...	8.4×10^3	8.4×10^3	2.0	1.7 ± 0.1	1.3 ± 0.1
16272-4837	25	9.0×10^3	6.7×10^3	6.0×10^3	5.0	2.6 ± 0.2	2.2 ± 0.2
16458-4512	27	...	6.8×10^3	1.0×10^4	2.2	2.0 ± 0.2	1.5 ± 0.1
16524-4300	26	...	7.9×10^3	4.8×10^3	2.5	1.9 ± 0.1	1.7 ± 0.1
16547-4247	30	7.4×10^3	7.0×10^3	5.2×10^3	6.2	2.3 ± 0.2	2.2 ± 0.1
17008-4040	30	3.0×10^3	4.5×10^3	4.4×10^3	7.0	1.9 ± 0.1	1.4 ± 0.1
17009-4042	30	3.8×10^3	6.1×10^3	4.9×10^3	8.3	2.1 ± 0.1	1.7 ± 0.1
17016-4124	33	3.6×10^3	7.9×10^3	7.3×10^3	6.6	1.7 ± 0.1	1.6 ± 0.1
17158-3901	25	...	5.9×10^3	4.0×10^3	3.2	2.0 ± 0.1	1.5 ± 0.1
17271-3439	28	...	5.5×10^4	5.3×10^4	9.6	1.8 ± 0.1	1.6 ± 0.1

Tabla 2.3: Temperaturas de polvo, masas de polvo derivadas a partir de la emisión en las longitudes de onda dadas usando la temperatura de polvo y ajustes de leyes de potencia a perfiles radiales.

usando (e.g. [Morales et al., 2009](#)):

$$N(\text{H}_2) = \frac{F_{1.2\mu\text{m}}^{\text{peak}} R_{\text{dg}}}{\Omega_B B_{1.2\mu\text{m}}(T_d) \mu m_{\text{H}} \kappa_{1.2\mu\text{m}}} \quad (2.2)$$

con Ω_B el tamaño del haz en SIMBA, $\mu = 2.3$ el peso molecular medio (e.g. [Shull and Beckwith, 1982](#)) y m_{H} la masa del hidrógeno.

Debido a nuestra limitada resolución espacial y sensibilidad, las fuentes más lejanas pueden estar sesgadas por su tamaño o masa. Por esto en la figura 2.3 graficamos la masa en función de la distancia. Hay una correlación entre la masa y la distancia, sin embargo, para fuentes entre 2 y 4 kpc la correlación no es clara.

Las masas de nuestras fuentes están entre 4×10^3 y $6 \times 10^4 M_\odot$ con un promedio de $1.2 \times 10^4 M_\odot$. Dentro de nuestra muestra dos fuentes destacan por su tamaño o masa. La primera es IRAS 14593-5852, es la fuente más grande, masiva y lejana. La segunda corresponde a IRAS 17271-3439 que es también una de las fuentes más masivas.

2.5 Conclusiones

Las fuentes observadas presentan radios entre 1 y 4.5 pc con un promedio de 2.6 pc, las diferencias entre los radios de LABOCA y SIMBA se deben a la señal a ruido de las imágenes. Se observa que a mayor distancia las fuentes son más grandes, de tal forma que el ángulo sólido es similar entre las fuentes. Las imágenes de SIMBA y LABOCA trazan gas más frío por lo que es posible observar la presencia de filamentos y/o fuentes más

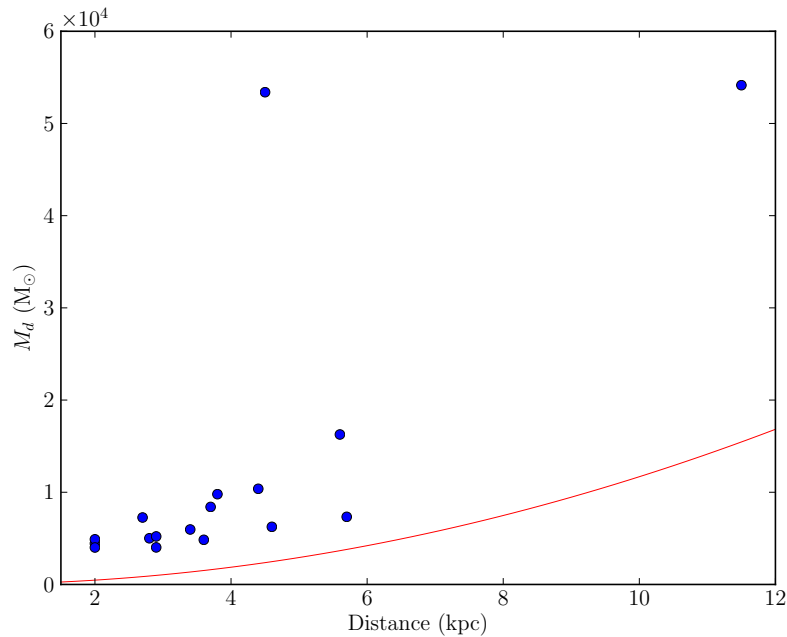


Figura 2.3: Masa en función de la distancia. La curva roja corresponde a la masa de un disco de radio $100''$ y flujo constante igual a tres veces el ruido típico 52 mJy/beam , calculada con la ecuación 2.1 para LABOCA.

frías en estas regiones. En cambio p-Artemis traza gas más caliente, por esto los radios de las fuentes son menores a esta frecuencia.

En particular, en IRAS 17016-4124 es posible observar un filamento en la dirección noreste en LABOCA y SIMBA. Sin embargo, en p-Artemis no se observa el halo de material alrededor del máximo de emisión y la mayor parte del filamento está fuera del área observada. Otras fuentes presentes en LABOCA y SIMBA quedan fuera de la cobertura del mapa de p-Artemis (e.g. IRAS 17016-South).

La mejor resolución angular de p-Artemis nos permite observar en IRAS 16272-4837 dos fuentes. Ambas fuentes tienen una contra parte observable en $24 \mu\text{m}$ (Spitzer-MIPSGAL) y en $8 \mu\text{m}$ (banda Spitzer-IRAC). Lo mismo se observa en IRAS 15394-5358 para ambas bandas, en el caso de la banda de $24 \mu\text{m}$ de MIPSGAL podemos notar que la fuente con menor flujo es la más brillante en p-Artemis. Para las fuentes IRAS 17008-4040 y 17009-4042 no es posible resolver las componentes detectadas por MSX.

Ajustamos modelos de absorción/emisión de polvo a los SEDs de las imágenes. Las temperaturas de polvo frío obtenidas a partir del ajuste varían entre 26 y 46 K con un promedio de $30 \pm 7 \text{ K}$. Las masas y las temperaturas corresponden a valores típicos de núcleos densos y masivos.

Los valores de los exponentes en el ajuste de leyes de potencia varían entre 1.5 y 2.8 con valor promedio de 2.0 ± 0.4 para LABOCA y entre 1.3 y 2.2 con un promedio de 1.7 ± 0.3 para SIMBA. En general, las fuentes más compactas presentan un exponente mayor y la

fuentes más extendidas (fuentes con un núcleo y un halo) presentan un exponente menor. Los valores para las imágenes de SIMBA son menores o iguales que aquellos medidos en LABOCA. Esto se puede explicar por alguno de los siguientes factores:

- La diferente cantidad de puntos disponibles para el ajuste. En general, en el caso de las imágenes de SIMBA poseemos más puntos que en LABOCA.
- La temperatura del gas que traza cada observación. Las imágenes de LABOCA trazan una componente más caliente, luego, es esperable de que esta sea más compacta si es que la nube no es isotermal. De acuerdo a esto, el flujo debe decaer más rápido con el radio.
- Diferencias observacionales, en particular, las señales a ruido y los haces de los instrumentos.

El transporte radiativo nos dará luces sobre la factibilidad de ajustar los perfiles de SIMBA y LABOCA a pesar de las diferencias expuestas.

Capítulo 3

Modelando la emisión de polvo

Una forma de determinar las propiedades físicas de regiones de formación de estrellas es a través de la emisión del polvo. Esta componente del gas en la regiones de formación absorbe la radiación ultra violeta y la emite en longitudes de onda mayores. Modelando la emisión podemos conocer propiedades como la masa de la nube y las distribuciones de densidad y temperatura.

Existen múltiples procedimientos para modelar la emisión del polvo, entre los que se cuentan: suma de cuerpos grises, absorción/emisión de polvo y modelos de transporte radiativo. Los primeros dos tipos de modelos nos permiten caracterizar la temperatura del polvo, y a partir de esta temperatura estimar la masa, como se mostró en la sección §2.4. Sin embargo, ese tipo de ajustes no nos entrega información sobre la distribución de la masa al interior de la nube. Para poder conocer la distribución de densidad de la nube es necesario ajustar simultáneamente el SED y la imagen.

Para abordar el problema debemos realizar el transporte radiativo, esto es resolver la ecuación de transferencia radiativa:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu \quad (3.1)$$

para encontrar la distribución de temperatura (ver capítulo 1 [Rybicki and Lightman](#)). Diversos códigos nos permiten reproducir el SED y/o la imagen a partir de la distribución de temperatura derivada de la ecuación 3.1. Existen modelos pre-computados como los de [Robitaille et al. \(2007\)](#), que sólo nos permiten ajustar el SED pero nos dan la distribución de temperatura (ver §A). Otros códigos nos permiten resolver el transporte radiativo mediante métodos Monte Carlo (e.g. RADMC3D, MC3D) o resolviendo la ecuación de transferencia radiativa (e.g. DUSTY). En el apéndice §B comparamos los distintos códigos.

Para poder utilizar los códigos de transporte radiativo es necesario conocer a priori algunas propiedades de las regiones. Estos parámetros iniciales los obtenemos a partir de modelos isotermales que reproducen por separado el SED y la imagen.

Nuestro algoritmo utiliza los datos provenientes de las observaciones para ajustar modelos isotermales. Las propiedades derivadas del mejor ajuste son nuestras condiciones iniciales para el transporte radiativo, donde usaremos el código Monte Carlo RADMC3D. En la figura 3.1 se muestran los pasos generales seguidos para la obtención de los modelos finales. El detalle de cada paso depende de la distribución de gas y/o polvo usada para modelar la emisión.

3.1 Modelos Isotermales

Sea $n(r)$ una distribución de densidad con simetría esférica dada, la densidad de columna está dada por:

$$N(b) = \int_{-z_i}^{z_i} n(r) dz \quad (3.2)$$

donde b es el parámetro de impacto y $z_i = \sqrt{R^2 - b^2}$ con R el radio de la nube. En el caso ópticamente delgado, la intensidad está dada por:

$$F_\lambda(b) = B_\lambda(T) \kappa_\lambda \mu m_H N(b) \quad (3.3)$$

A partir del ajuste de la ecuación anterior a los perfiles radiales podemos determinar los parámetros que definen $n(r)$.

Consideraremos tres distribuciones de densidad para el ajuste isothermal: ley de potencia, ley de potencia doble y esferas de Bonnor-Ebert. Además, suponemos que la distribución de densidad posee simetría esférica y que la radiación a las longitudes de onda analizadas es ópticamente delgada. En el caso de las leyes de potencia la distribución está definida en un cascarón con radio interior R_{in} y un radio exterior R_{out} . Donde R_{out} corresponde al radio del último anillo de la distribución de flujo $f(b)$, luego, es mayor que el radio R así evitamos efectos de borde producto de la convolución.

A continuación se presentan el algoritmo para el ajuste y los resultados para las distribuciones. En la figura 3.2 se muestran los ajustes de las tres distribuciones de densidad a las imágenes. En el apéndice C mostramos los valores individuales de los ajustes.

3.1.1 Ley de potencia

Algoritmo de ajuste

En este caso la distribución de densidad está dada por:

$$n(r) = n_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-p} \quad (3.4)$$

Reemplazando esta función en (3.3) y usando los valores para la temperatura del polvo de §2.4 y las opacidades de Weingartner and Draine (2001) para $R_V = 5.5$, determinamos los

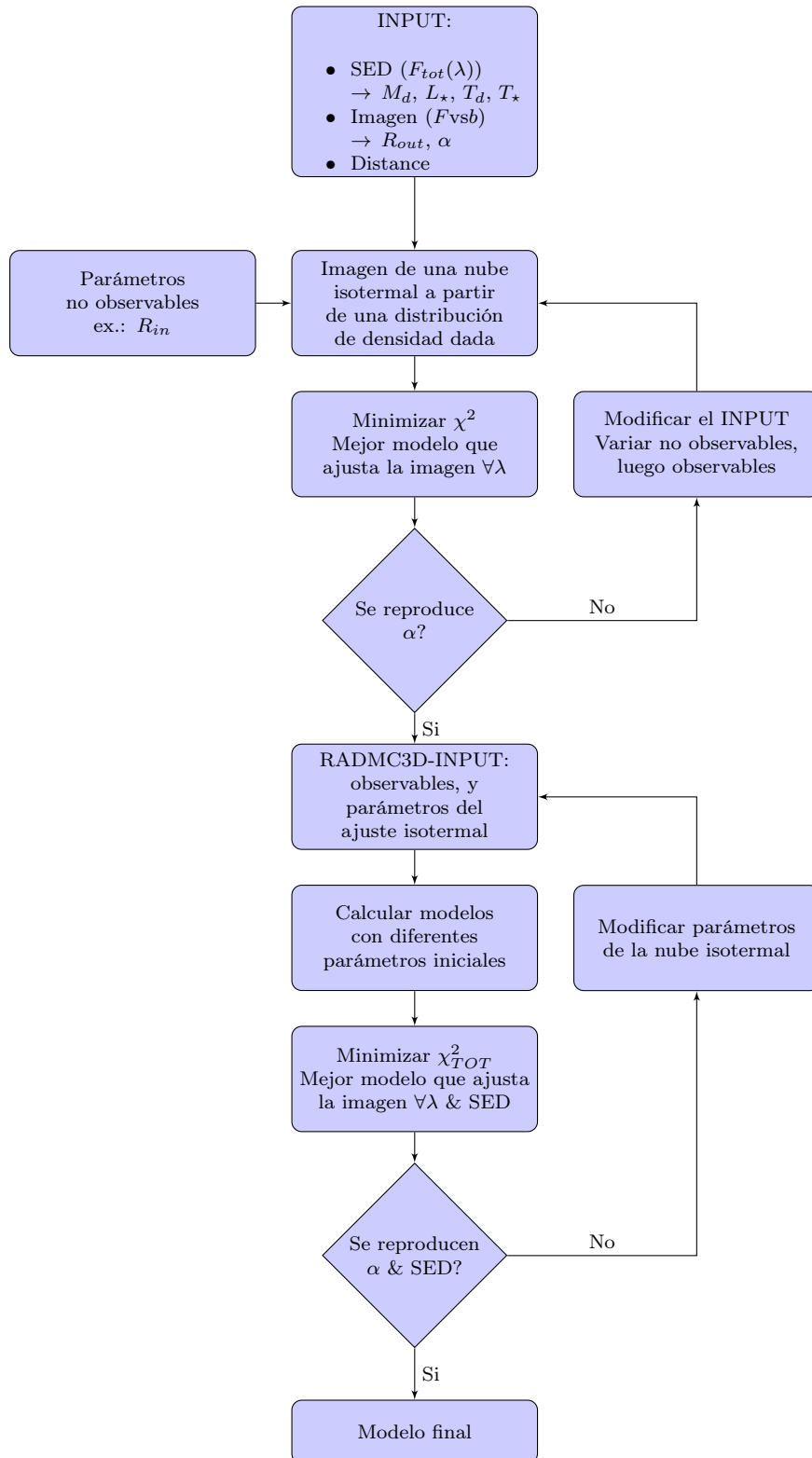


Figura 3.1: Diagrama de flujo del algoritmo usado para ajustar la emisión de polvo.

valores de n_0 , r_0 y p , para las observaciones de SIMBA y LABOCA en todas las fuentes.

Como observables para el ajuste tenemos: R_{out} , $F_{\lambda}^{\text{obs}}(b)$, F_{λ}^{obs} y α . El algoritmo para encontrar n_0 , r_0 y p es el siguiente:

1. Calculamos modelos en unidades arbitrarias usando el hecho que una ley de potencia no varía ante un re-escalamiento. Para definir un modelo necesitamos p , R_{out} , R_{in} (ó $Y \equiv R_{\text{out}}/R_{\text{in}}$) y n_0 . Dados estos parámetros en unidades arbitrarias podemos calcular una imagen usando (3.3).
2. Re-escalamos nuestro modelo. Para esto necesitamos dos factores uno para la componente angular y otro para la componente de flujo. El primero se obtiene igualando los radios exteriores (adimensional y observado). El segundo se obtiene imponiendo conservación de flujo:

$$F_{\lambda}^{\text{obs}} = 2\pi \int_0^R F_{\lambda}^{\text{mod}}(b) b db$$

3. Dada una grilla preliminar de valores de p , podemos obtener el valor con menor χ^2 , p_{min} . Posteriormente refinamos la grilla en torno al mejor ajuste de la primera iteración. La segunda iteración se realiza para 15 valores de $p \in [p_{\text{min}} - 0.5, p_{\text{min}} + 0.5]$.
4. Con esta grilla refinada y los valores de χ^2 podemos obtener $\chi^2 = f(p)$. Minimizando dicha función obtenemos el valor de p que mejor ajusta las observaciones, dada las condiciones iniciales.
5. Finalmente, considerando $r_0 = R_{\text{out}}/2$ podemos obtener n_0 . Para ello, calculamos un modelo con dimensiones físicas y determinamos n_0 imponiendo conservación de flujo:

$$n_0 = \frac{F_{\lambda}^{\text{obs}}}{F_{\lambda}^{\text{mod}}} = \frac{F_{\lambda}^{\text{obs}}}{2\pi B_{\lambda}(T) \kappa_{\lambda} \mu m_{\text{H}} \int_0^{\theta_R} N(b) \cos \theta \sin \theta d\theta}$$

donde $\theta_R = R_{\text{out}}/d$ con d la distancia en las unidades correspondientes.

Para asegurar un buen ajuste no basta con el χ^2 . También es necesario comparar los valores de α observados y del modelo. Si este no es satisfactorio, el paso a seguir es recalcular los modelos variando R_{in} o R_{out} , de forma tal que: si $\alpha_{\text{mod}} < \alpha_{\text{obs}}$, Y debe disminuir; y si $\alpha_{\text{mod}} > \alpha_{\text{obs}}$, Y debe aumentar.

Ajuste y resultados

Para realizar el ajuste, consideramos una primera grilla con $p = \{0.0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0\}$. Además, consideramos un valor inicial de $Y = 100$. Los resultados del ajuste se muestran en la tabla 3.1.

Fuente	p	$n_0(\text{H}_2)$ (cm^{-3})	R_{in} (pc)	R_{out} (pc)	M_d (M_\odot)	$\alpha^{(a)}$	
						$870\mu\text{m}$	$1200\mu\text{m}$
12383-6128	1.8	1.2×10^3	4.3×10^{-2}	4.3	1.3×10^4	1.4	1.2
14095-6102	2.3	1.6×10^3	3.0×10^{-2}	3.0	5.9×10^3	1.9	1.9
14593-5852	2.3	3.8×10^2	4.0×10^{-1}	10.1	5.7×10^4	1.8	1.6
15394-5358	2.7	2.9×10^3	4.9×10^{-2}	2.0	4.1×10^3	2.2	2.1
15502-5302	2.3	5.5×10^2	5.2×10^{-2}	5.2	1.3×10^4	1.8	1.9
15520-5234	2.6	1.5×10^3	2.3×10^{-2}	2.3	3.4×10^3	2.2	2.1
15596-5301	2.6	8.6×10^2	3.2×10^{-2}	3.2	4.8×10^3	2.2	1.9
16128-5109	2.2	1.3×10^3	1.3×10^{-1}	3.3	6.6×10^3	1.7	1.4
16272-4837	2.9	1.0×10^3	6.7×10^{-2}	2.7	4.1×10^3	2.3	2.2
16458-4512	2.1	1.4×10^3	3.2×10^{-2}	3.2	6.7×10^3	1.6	1.7
16524-4300	2.3	2.0×10^3	2.5×10^{-2}	2.5	5.2×10^3	1.8	1.8
16547-4247	2.6	3.1×10^3	2.0×10^{-2}	2.0	4.8×10^3	2.2	2.1
17008-4040	2.1	1.2×10^4	3.5×10^{-2}	1.4	5.6×10^3	1.8	1.6
17009-4042	2.5	6.6×10^3	6.3×10^{-2}	1.6	4.6×10^3	2.1	1.9
17016-4124	2.3	3.4×10^3	2.3×10^{-2}	2.3	6.6×10^3	1.8	1.8
17158-3901	2.2	5.0×10^3	7.0×10^{-2}	1.8	4.2×10^3	1.8	1.5
17271-3439	2.2	3.3×10^3	4.5×10^{-2}	4.5	4.9×10^4	1.7	1.8

Notas. ^(a) Errores < 0.1 .

Tabla 3.1: Parámetros derivados a partir de una distribución de densidad descrita por una ley de potencia. n_0 corresponde a la densidad de H_2 que tendría la región a un radio igual a $0.5R_{\text{out}}$.

Los valores de p varían entre 1.6 y 3.1, estando más de la mitad entre 2.0 y 2.5. Para una fuente dada, la diferencia máxima entre SIMBA y LABOCA es 0.3. Estos valores son mayores que los dados por Garay et al. (2007). Esto se puede deber a que estamos considerando una temperatura constante. En el caso de Garay et al. (2007), los valores se obtuvieron a partir de la ley de potencia de la distribución de flujo y suponiendo una ley de potencias para la distribución de temperatura.

Como supusimos inicialmente que $Y = 100$, los radios interiores son cercanos a un 10% del FWHM de los haces. Estos valores son típicamente 1.4 veces el radio de Strömgen de nuestras fuentes. Para conseguir un buen ajuste en la mayoría de los casos no fue necesario variar el valor de Y .

Las masas de polvo son coherentes con los valores observados, aunque levemente mayores (menos de un 10%). Esto se debe principalmente a que no hay pérdidas de flujo en el borde de la región. En este caso, los valores de n_0 corresponden al valor que tendría la densidad a una radio igual a $R_{\text{out}}/2$, sin embargo, los valores de referencia en la literatura generalmente están dados con respecto al máximo de emisión.

Los valores de α del modelo tienen un promedio de 1.9 ± 0.3 . Estos valores fueron obtenidos considerando los mismos puntos y las mismas condiciones iniciales para los modelos. Los resultados de los modelos reproducen bien los valores observados en la mayoría de los casos. Las diferencias de α entre modelos y observaciones es $\leq 3\sigma_\alpha$ para ambos instrumentos. En la mayoría de los casos hay un buen ajuste (diferencia $\leq 1\sigma_\alpha$)

en al menos uno de los perfiles.

3.1.2 Ley de potencia doble

En general, las distribuciones de flujo muestran una pendiente mayor hacia radios mayores. Debido a esto, también modelamos las imágenes con dos leyes de potencia.

Algoritmo de ajuste

La distribución de densidad está dada por:

$$n(r) = \begin{cases} n_0 \left(\frac{r}{R_{\text{mid}}} \right)^{-p_1} & \text{si } r < R_{\text{mid}} \\ n_0 \left(\frac{r}{R_{\text{mid}}} \right)^{-p_2} & \text{si } r \geq R_{\text{mid}} \end{cases} \quad (3.5)$$

Análogamente al caso anterior, reemplazamos $n(r)$ en (3.3) y determinamos los valores de n_0 , p_1 y p_2 , para las observaciones de SIMBA y LABOCA en todas las fuentes.

El algoritmo para encontrar n_0 , p_1 y p_2 , dados los observables descritos en §3.1.1, es el siguiente:

1. Para calcular los modelos en unidades arbitrarias necesitamos dos grillas de valores de p y los mismos parámetros en unidades arbitrarias usados para el ajuste de una ley de potencia. Además debemos estimar el valor de R_{mid} en unidades físicas. El modelo usa la relación entre R_{mid} y R_{out} para obtener R_{mid} en unidades arbitrarias.
2. Dados los parámetros anteriores podemos definir los modelos y re-escalarlos usando el mismo procedimiento que en el caso §3.1.1. Consideramos como valores posibles de p_2 los mayores o iguales que p_1 , ya que el exponente debe aumentar hacia zonas más externas de la nube.
3. Una vez finalizada la primera iteración, encontramos los valores de p_1 y p_2 que minimizan el χ^2 : $p_{1\text{min}}$ y $p_{2\text{min}}$. En la segunda iteración consideramos 15 valores de $p_1 \in [p_{1\text{min}} - 0.5, p_{1\text{min}} + 0.5]$ y creamos una grilla de 10 valores de $p_2 \in [p_{2\text{min}} - 0.5, p_{2\text{min}} + 0.5]$. De esta última grilla sólo consideramos los valores que cumplen la condición dada en el item anterior.
4. Con esta segunda iteración obtenemos $\chi^2 = f(p_1, p_2)$. Minimizando esta función obtenemos el valor del par (p_1, p_2) que mejor ajusta las observaciones, dada las condiciones iniciales.
5. Finalmente, obtenemos el valor de n_0 conservando el flujo.

El valor del exponente α depende de la posición del punto de inflexión R_{mid} . En esta distribución variaremos R_{mid} , p_1 y p_2 , y fijaremos R_{in} y R_{out} a los valores usados en el ajuste de una ley de potencia.

Fuente	p_1	p_2	$n_0(\text{H}_2)$ (cm^{-3})	R_{in} (pc)	R_{mid} (pc)	M_d (M_\odot)	$\alpha^{(a)}$	
							$870\mu\text{m}$	$1200\mu\text{m}$
12383-6128	1.5	3.5	2.3×10^3	4.3×10^{-2}	1.9	1.4×10^4	1.8	1.5
14095-6102	2.3	3.3	8.3×10^2	3.0×10^{-2}	2.1	6.2×10^3	2.0	2.0
14593-5852	2.2	3.3	6.7×10^2	4.0×10^{-1}	4.5	6.1×10^4	2.2	1.6
15394-5358	2.7	3.2	1.7×10^3	4.9×10^{-2}	1.2	4.1×10^3	2.3	2.1
15502-5302	2.2	2.7	5.3×10^2	5.2×10^{-2}	2.7	1.3×10^4	1.9	1.9
15520-5234	2.6	3.1	8.9×10^2	2.3×10^{-2}	1.4	3.4×10^3	2.3	2.1
15596-5301	2.6	3.2	5.1×10^2	3.2×10^{-2}	2.0	4.9×10^3	2.3	1.9
16128-5109	2.0	3.2	1.7×10^3	1.3×10^{-1}	1.6	7.1×10^3	1.9	1.5
16272-4837	2.8	3.2	8.1×10^2	6.7×10^{-2}	1.5	4.2×10^3	2.4	2.2
16458-4512	2.0	3.1	1.5×10^3	3.2×10^{-2}	1.7	7.0×10^3	1.7	1.9
16524-4300	2.1	3.6	2.0×10^3	2.5×10^{-2}	1.4	5.5×10^3	2.1	2.1
16547-4247	2.6	3.6	1.4×10^3	2.0×10^{-2}	1.4	4.9×10^3	2.3	2.2
17008-4040	2.0	3.2	1.0×10^4	3.5×10^{-2}	0.8	5.8×10^3	2.0	1.7
17009-4042	2.4	3.6	6.1×10^3	6.3×10^{-2}	0.9	4.8×10^3	2.2	2.1
17016-4124	2.2	3.0	2.8×10^3	2.3×10^{-2}	1.3	6.8×10^3	1.9	1.9
17158-3901	1.8	3.6	1.5×10^4	7.0×10^{-2}	0.7	4.7×10^3	2.2	1.9
17271-3439	2.1	3.6	4.7×10^3	4.5×10^{-2}	2.2	5.2×10^4	1.9	2.3

Notas. ^(a) Errores < 0.2 .

Tabla 3.2: Parámetros derivados a partir de una distribución de densidad descrita por dos leyes de potencia. n_0 corresponde a la densidad de H_2 que tendría la región a un radio igual a R_{mid} .

Ajuste y resultados

Para realizar el ajuste, consideramos una primera grilla con $p_1, p_2 \in \{0.0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0\}$. Los valores de Y son los mismos que en una ley de potencia. Los valores de R_{mid} se obtuvieron de un análisis visual de los perfiles obtenidos en la fotometría. Los resultados de los mejores ajustes se presentan en la tabla 3.2.

Los valores encontrados para p_1 son menores o iguales a los encontrados con una ley de potencia. En general, estos valores son 0.1 menos que los valores encontrados en la sección §3.1.1. Los valores de p_2 son generalmente mayores que 3.0, esto se debe a que las nubes son finitas. Por esto a partir de cierto radio la densidad debe disminuir hasta llegar a cero, en este caso el descenso es abrupto a partir de cierto radio.

Las masas obtenidas son similares a las observadas y a las obtenidas con el ajuste de una ley de potencia.

Los valores de α son cercanos a los observados. Aun así, existen diferencias mayores que $3\sigma_\alpha$, sin embargo, esto sólo ocurre en una de las observaciones. Esto demuestra que nuestra elección de parámetros iniciales iguales a los de una ley de potencia fue adecuada.

3.1.3 Esferas de Bonnor-Ebert

Una esfera de Bonnor-Ebert corresponde a una esfera isoterma soportada hidrostáticamente y confinada por una presión externa. La ecuación que describe estas

esferas corresponde a la ecuación de Lane-Emden con índice politrópico $n = \infty$ (Bonnor, 1956):

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{du}{d\xi} \right) = -e^u \quad (3.6)$$

Resolviendo numéricamente esta ecuación podemos encontrar la distribución de densidad $\rho = \rho_c \eta = \rho_c e^u$ con ρ_c tal que $r_c = (4\pi G m \rho_c / kT)^{-1/2}$, $\xi = r/r_c$ y $m = \mu m_H = 2.33 m_H$. Siguiendo lo realizado por Johnstone et al. (2000), dada la concentración, el flujo total (F_λ) y el radio externo (R_{out}) de las regiones podemos determinar propiedades físicas de las regiones.

Algoritmo de ajuste

Definimos las siguientes integrales adimensionales:

$$I(\xi_e) = \int_0^{\xi_e} \eta(\xi) \xi^2 d\xi$$

$$J(\xi_e, \xi_b) = \int_0^{\sqrt{\xi_e^2 - \xi_b^2}} \eta(\sqrt{\xi^2 + \xi_b^2}) d\xi$$

$$K(\xi_e) = 2\pi \int_0^{\xi_e} J(\xi_e, \xi) \xi d\xi$$

donde $\xi_b = b/r_c$, $\xi_e = R_{\text{BE}}/r_c$ y R_{BE} es el radio físico de la esfera de Bonnor-Ebert. La integral I representa la masa, J la densidad de columna y K el flujo total.

Para encontrar la distribución de densidad aplicamos el siguiente procedimiento:

1. Usando el haz B del telescopio en segundos de arco, el flujo monocromático en Jy (F_λ) y el máximo de la distribución de flujo (F_λ^{peak}) en unidades de Jy/beam, calculamos la concentración observada:

$$C(\xi_e) = 1 - \frac{1.13 B^2 F_\lambda}{\pi R^2 F_\lambda^{\text{peak}}}$$

2. Obtenemos el valor de ξ_e , igualando las concentraciones teóricas y observadas:

$$C(\xi_e) = 1 - \frac{2I(\xi_e)}{\xi_e^2 J(\xi_e, 0)} = 1 - \frac{1.13 B^2 F_\lambda}{\pi R_{\text{BE}}^2 F_\lambda^{\text{peak}}}$$

Conociendo ξ_e , obtenemos directamente el valor de $r_c = R_{\text{BE}}/\xi_e$.

3. Determinamos la temperatura, para ello resolvemos numéricamente:

$$kTB_\nu(T) - \frac{2\pi Gmd^2}{\kappa_\nu} \frac{F_\lambda \xi_e}{R_{\text{BE}} K(\xi_e)} = 0$$

Dada la temperatura de la nube y r_c , podemos determinar la densidad central de la nube (ρ_c).

4. Finalmente, la distribución de flujo estará dada por:

$$F_\nu(b) = 2\kappa_\nu \rho_c r_c B_\nu(T) J(\xi_e, \xi_b)$$

En este caso la distribución de flujo no es una ley de potencia, si no que presenta un perfil plano al interior y una brusca caída donde la presión interna se iguala con la externa.

Uno de los principales parámetros observables que entran en este modelo es el radio de la nube. Dado que este es el parámetro con mayor incerteza, dada una grilla de valores podemos calcular modelos y elegir el mejor basados en el χ^2 .

Ajuste y resultados

Calculamos modelos con radios $R_{\text{BE}} = \{0.7, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.2, 1.3\} R_{\text{out}}$. En la tabla 3.3 se muestran los modelos que mejor ajustan las observaciones, con el respectivo radio considerado. La masa de la nube fue calculada usando:

$$M = \frac{R_{\text{BE}} I(\xi_e) kT}{Gm\xi_e}$$

Valores de la concentración mayores a 0.82 corresponden a esferas de Bonnor-Ebert inestables (Muñoz, 2006). De acuerdo a esto todas las fuentes analizadas son ajustadas por esferas inestables. Esto puede ser un indicativo de colapso gravitacional en estas regiones.

Las temperaturas varían entre ~ 20 y ~ 45 K, lo que es consistente con el ajuste de cuerpos grises. Sin embargo en promedio ($\langle T_{\text{BE}} \rangle = 26 \pm 6$) las temperaturas son menores. Como consecuencia la masa promedio es mayor ($\langle M_{\text{BE}} \rangle = 1.3 \times 10^4 M_\odot$).

A pesar de que los valores de los χ^2 (ver C.3) son bajos, hay un mal ajuste de los exponentes de la distribución de flujo (diferencias en α mayores que $3\sigma_\alpha$). En este caso el mal ajuste es común para ambas observaciones.

Fuente	C	R_{BE} (pc)	r_c (pc)	T_{BE} (K)	$n_c(\text{H}_2)$ (cm^{-3})	M (M_{\odot})	$\log(P/k)$ (K cm^3)	$\alpha^{(a)}$	
								870 μm	1200 μm
12383-6128	0.92	4.3	1.9×10^{-1}	22.1	1.1×10^5	1.7×10^4	68.37	1.6	2.0
14095-6102	0.91	2.6	1.4×10^{-1}	22.7	1.7×10^5	1.1×10^4	68.82	2.1	2.5
14593-5852	0.93	7.6	3.6×10^{-1}	34.4	3.9×10^4	4.8×10^4	68.23	2.7	1.9
15394-5358	0.94	1.4	5.6×10^{-2}	22.9	9.7×10^5	5.6×10^3	69.34	2.5	2.5
15502-5302	0.97	4.9	1.2×10^{-1}	30.5	2.9×10^5	2.4×10^4	68.47	1.8	1.9
15520-5234	0.96	1.7	4.8×10^{-2}	28.3	1.6×10^6	8.0×10^3	69.31	4.2	2.3
15596-5301	0.93	2.3	1.1×10^{-1}	21.5	2.6×10^5	8.9×10^3	68.86	2.6	2.5
16128-5109	0.93	2.8	1.3×10^{-1}	24.5	1.8×10^5	1.2×10^4	68.80	2.1	1.9
16272-4837	0.96	1.9	5.8×10^{-2}	22.8	9.2×10^5	7.2×10^3	69.05	2.0	2.4
16458-4512	0.92	2.7	1.4×10^{-1}	22.0	1.3×10^5	1.1×10^4	68.74	1.9	2.1
16524-4300	0.94	2.1	9.0×10^{-2}	21.6	3.9×10^5	8.3×10^3	68.91	2.1	2.4
16547-4247	0.95	1.5	5.6×10^{-2}	26.7	1.2×10^6	7.1×10^3	69.38	2.6	3.3
17008-4040	0.92	1.3	6.4×10^{-2}	24.5	7.5×10^5	5.7×10^3	69.49	2.7	2.4
17009-4042	0.93	1.1	5.2×10^{-2}	29.0	1.5×10^6	5.9×10^3	69.74	4.3	3.3
17016-4124	0.97	2.2	5.4×10^{-2}	27.5	1.2×10^6	9.7×10^3	69.09	1.8	1.9
17158-3901	0.91	1.4	8.1×10^{-2}	22.2	4.7×10^5	5.9×10^3	69.32	2.7	2.3
17271-3439	0.95	3.8	1.4×10^{-1}	45.2	2.8×10^5	3.0×10^4	69.03	2.0	2.4

Notas. ^(a) Errores < 0.3.

Tabla 3.3: Parámetros derivados de los mejores ajustes de esferas de Bonnor-Ebert a las imágenes.

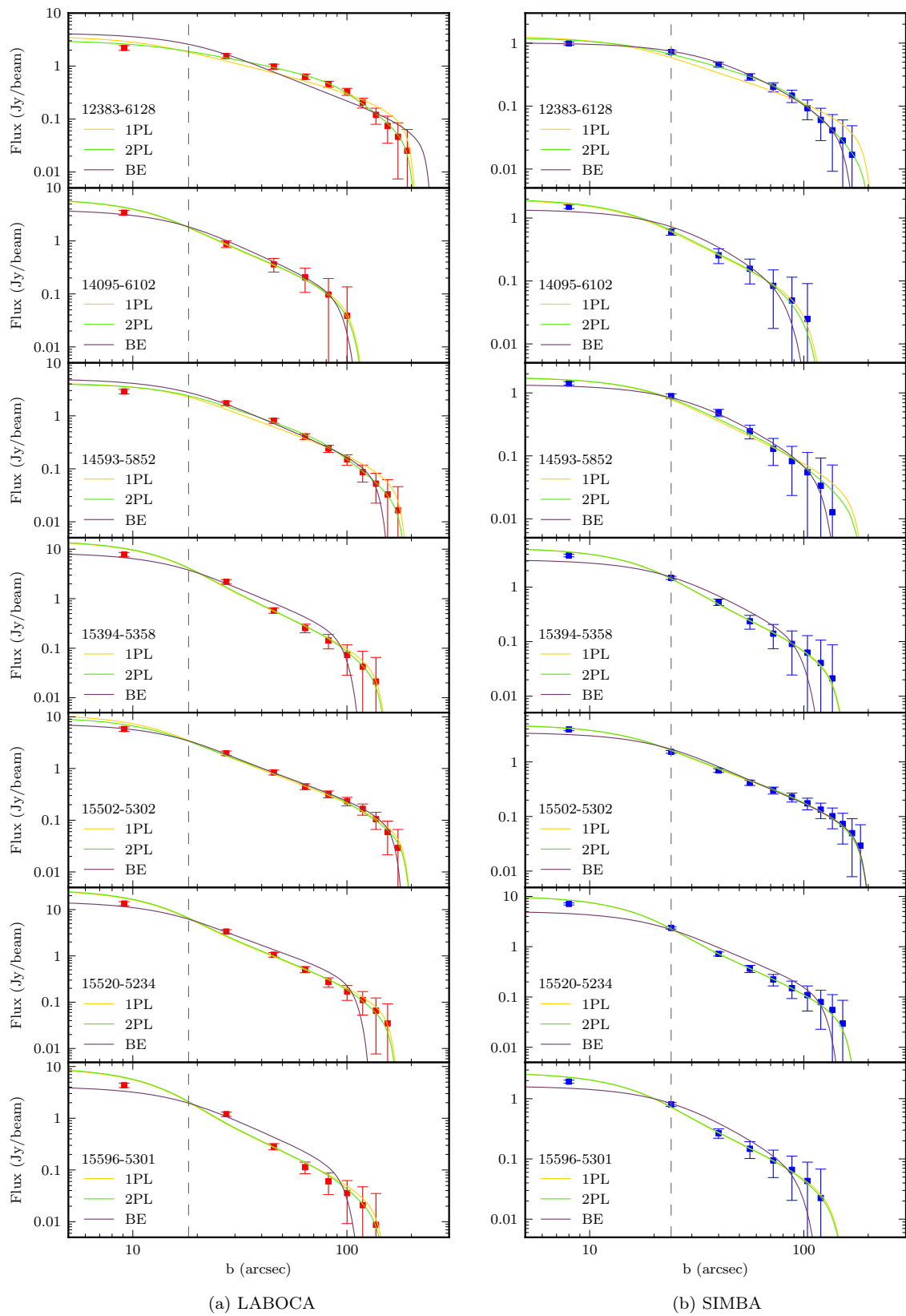


Figura 3.2: Ajustes de modelos isotermales. 1PL: una ley de potencia, 2PL: dos leyes de potencia, BE: Bonnor-Ebert. La línea segmentada corresponde al FWHM del haz.

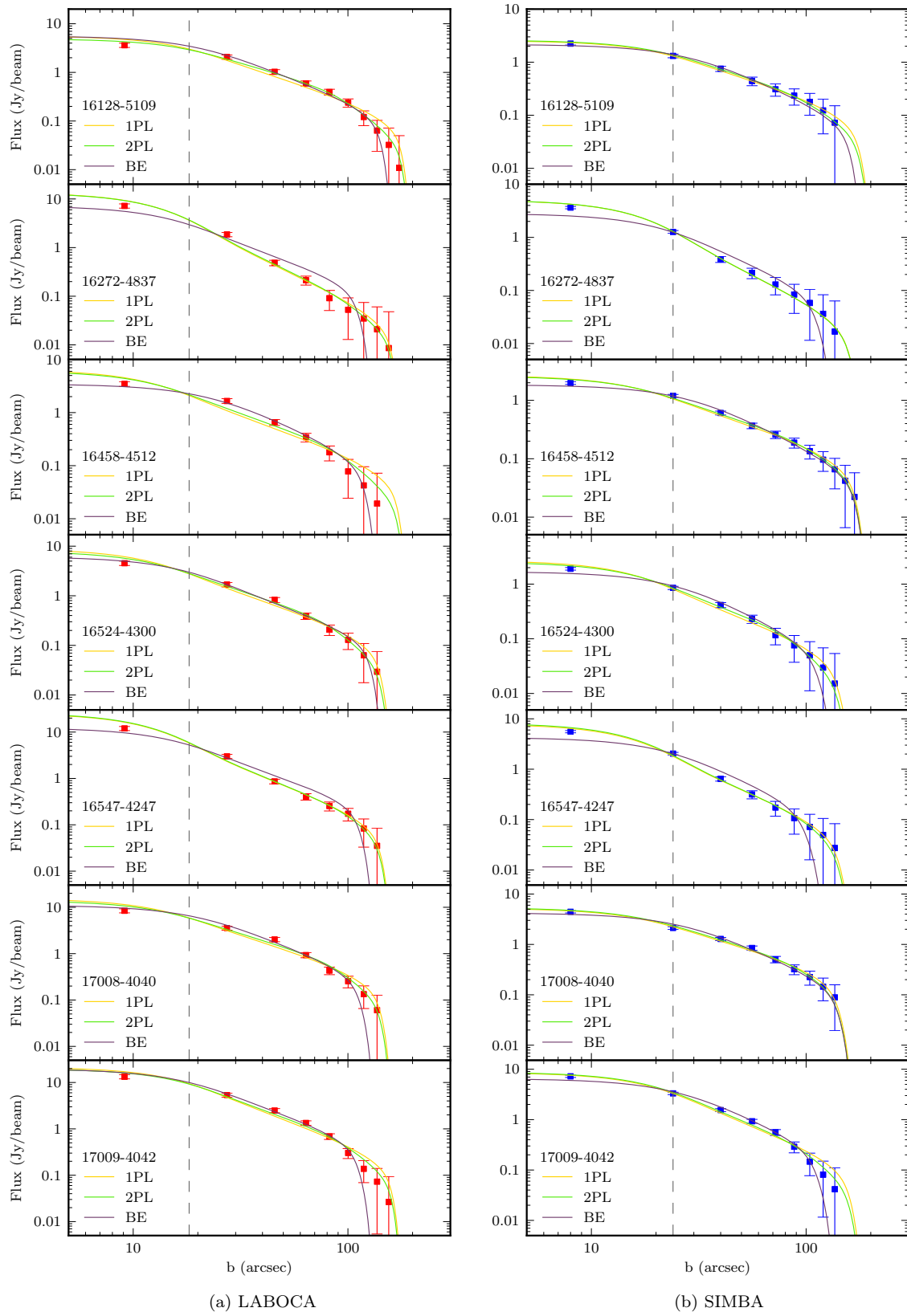


Figura 3.2: Continuación

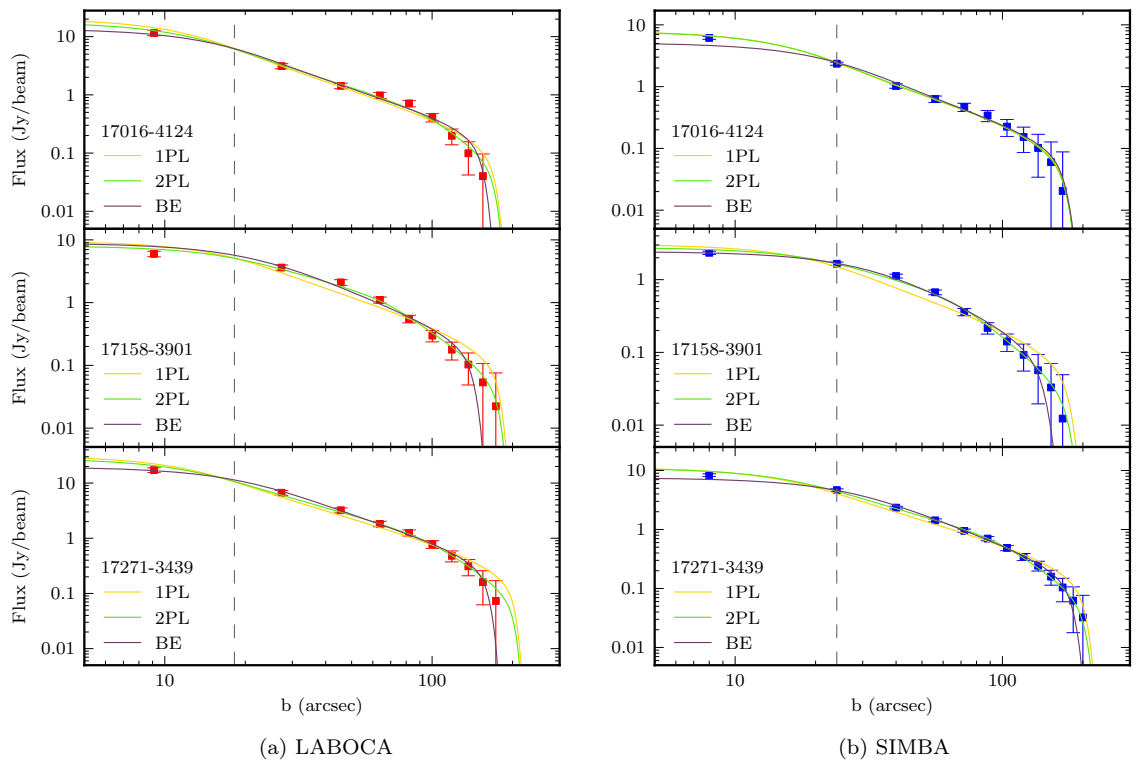


Figura 3.2: Continuación

3.2 Transporte radiativo

Para realizar el transporte radiativo usaremos RADMC3D, ya que es el código cuyo INPUT es más fácil de obtener a partir de los ajustes anteriores y es el que presenta un menor tiempo de ejecución (ver §B).

RADMC3D es un código Monte Carlo desarrollado por [Dullemond et al. \(2012\)](#) que utiliza los métodos de [Bjorkman and Wood \(2001\)](#) y [Lucy \(1999\)](#) para determinar la distribución de temperatura y la emisión del continuo de polvo y líneas moleculares.

3.2.1 Parámetros iniciales

Para poder realizar el transporte radiativo necesitamos como parámetros iniciales:

- Fuente de calentamiento,
- Grillas de: longitud de onda, posición en la esfera y densidad,
- Opacidades del polvo.

Usamos las mismas opacidades que en los procedimientos anteriores. Dado estos parámetros podemos calcular el SED y/o espectro, y las imágenes a longitudes de onda dada.

Consideramos como fuente de calentamiento una estrella que emite como cuerpo negro a temperatura T_* y radio R_* . En una primera iteración variamos los parámetros obtenidos en §3.1, usando la luminosidad IRAS (tabla 2.1) para determinar las propiedades de la estrella. Posteriormente determinamos un factor único para cada fuente, de tal forma de que se minimice:

$$\sum_{\lambda_i \geq 60 \mu\text{m}} \frac{F_{obs}(\lambda_i) F_{mod}(\lambda_i)}{\sigma^2(\lambda_i)}$$

Este factor corresponde a la mediana de los factores de los modelos individuales. Finalmente, usando este factor podemos determinar un valor de la luminosidad más adecuado y realizar una segunda iteración para determinar la distribución de temperatura del polvo. Este procedimiento se aplica sólo una vez para cada fuente.

El factor de escala está dado por:

$$f = \frac{\sum_{\lambda_i} \frac{F_{obs}(\lambda_i) F_{mod}(\lambda_i)}{\sigma^2(\lambda_i)}}{\sum_{\lambda_i} \frac{F_{mod}^2(\lambda_i)}{\sigma^2(\lambda_i)}} \quad (3.7)$$

Este factor determina la luminosidad del objeto: $L = f \times L_{IRAS}$. Para determinar la temperatura, masa y radio correspondiente a una estrella con esta luminosidad, usamos las ecuaciones dadas por [Lacy \(1977\)](#) y [Bressan et al. \(1993\)](#) para estrellas de secuencia principal.

Las grillas van a depender de la distribución de densidad usadas:

Ley de potencia

En este caso usamos los parámetros iniciales dados en §3.1.1. Para determinar el mejor modelo o el mejor conjunto de parámetros que ajuste nuestras observaciones, variaremos estos parámetros:

p : usaremos 10 valores en el rango $[p_{min} - 0.7, p_{min} + 0.3]$, donde p_{min} está dado en la tabla 3.1. Este rango se debe a que el p calculado en §3.1.1 sería igual a $p + q$ considerando una distribución de temperatura como ley de potencia con exponente q .

n_0 : se determina a partir de la masa de polvo, de tal manera que la masa observada varíe en factores de: 0.5, 0.8, 1.0, 1.45, 1.8. La variación en masa se debe a que la temperatura de la nube no es constante, por lo que la masa del polvo puede variar.

R_{in} : vamos a variarlo en tres factores: 0.5, 1.0, 1.2. El factor menor puede cambiar dependiendo del objeto, ya que radios muy pequeños hacen que los tiempos de cálculo de los modelos sean muy grandes (~ 2 días).

R_{out} : usamos los siguientes factores: 0.9, 1.0, 1.1.

Dado lo anterior, existirán en principio 450 modelos por fuentes. Dependiendo de los ajustes obtenidos podremos ampliar el espacio de parámetros hasta que exista convergencia en los resultados.

Ley de potencia doble

Este caso es similar al anterior, salvo que agregamos una variación de p_2 seleccionando 5 valores entre $[p_{2min} - 0.7, p_{2min} + 0.3]$. Por lo que el número total de modelos en este caso será 2250 en principio.

Esferas de Bonnor-Ebert

Debido a que la distribución de densidad se define como $\rho = \rho_c \eta$ y $\rho_c = kTr_c^2/(4\pi Gm)$ variaremos r_c y T . De esta forma varía también la masa de la nube.

3.2.2 Mejor ajuste

Para determinar que modelo ajusta mejor las observaciones consideraremos que este debe reproducir: el SED para $\lambda \geq 60 \mu\text{m}$ y las imágenes, en particular el valor de α . Además, para que el mejor ajuste sea físicamente probable, la luminosidad de la estrella debe ser coherente con lo esperado.

Calcularemos los χ^2 reducidos de los ajustes de las imágenes de SIMBA(χ^2_{1200}) y LABOCA(χ^2_{870}), y del SED (χ^2_{SED}) para $\lambda \geq 60 \mu\text{m}$. Luego, determinaremos el ranking de cada uno de los valores anteriores para todos los modelos, es decir, cada modelo tendrá

tres rankings: $R(\chi^2_{1200})$, $R(\chi^2_{870})$ y $R(\chi^2_{\text{SED}})$. Finalmente, el mejor modelo será el que tenga un menor valor de la suma de sus rankings.

Además, calcularemos un χ^2 total a partir de los ajustes de SED e imágenes. Compararemos los modelos con menor χ^2 con los de mejor ranking total. Si los dos métodos están de acuerdo, usaremos el χ^2 para dar rangos de validez a nuestros ajustes.

Debido a que cada determinación del χ^2 está en una escala distinta, debemos determinar un factor para llevar las escalas de las imágenes a la del SED. Para esto determinamos un factor h_λ individual para cada fuente, con $\lambda \in \{870, 1200\} \mu\text{m}$. Sea $m_{25}(\lambda)$ y $m_{25}(\text{SED})$ la mediana de la mitad inferior (percentil 25%) de los χ^2 de las imágenes a longitud de onda λ y del SED, respectivamente. El factor de escala será:

$$h_\lambda = \frac{m_{25}(\lambda)}{m_{25}(\text{SED})}$$

Este factor lo determinaremos eliminando 2 distribuciones de masa que no ajustan bien las observaciones.

El χ^2 final estará dado por:

$$\chi^2_{\text{TOT}} = c_{870} h_{870} \chi^2_{870} + c_{1200} h_{1200} \chi^2_{1200} + c_{\text{SED}} \chi^2_{\text{SED}}$$

donde c_λ y c_{SED} corresponden a una ponderación tal que $\sum_\lambda c_\lambda + c_{\text{SED}} = 1$. Generalmente $c_\lambda = 1/(n+1)$ con n número de observaciones. Este factor nos permite ponderar, por ejemplo, casos en que la imagen a cierta longitud de onda no haya sido bien calibrada. En caso de que el χ^2 final nos de un mal ajuste, será necesario variar los parámetros o los factores dados en el punto anterior.

En el caso de una ley de potencia, los rangos de validez están basados en las distribución de $\chi^2(p, M, R_{\text{in}}, R_{\text{out}})$. Por ejemplo, el mejor modelo para IRAS 15394-5358 de acuerdo a la función $\chi^2(R_{\text{in}}, R_{\text{out}})$ es para el par $(R_{\text{in}}, R_{\text{out}}) = (4.3'', 159.1'')$ como se muestra en la figura 3.3a. Luego, para este par graficamos $\chi^2(p, M)$ que nos da el mejor modelo y rangos de validez en masa y en el exponente de $n(r)$ como se muestra en la figura 3.3b. En el apéndice D se muestran los gráficos de $\chi^2(p, M)$ para todas las fuentes.

En el caso de dos leyes de potencia nos basaremos en los rangos dados por el ajuste de una ley de potencia.

3.2.3 Resultados y conclusiones

En las tablas 3.4, 3.5 y 3.6 se presentan los resultados obtenidos para las tres distribuciones de densidad usadas. En las figuras 3.4 y 3.5 se muestran los ajustes de imágenes y SEDs, respectivamente.

En general los radios interiores de los modelos de una ley de potencia son mayores

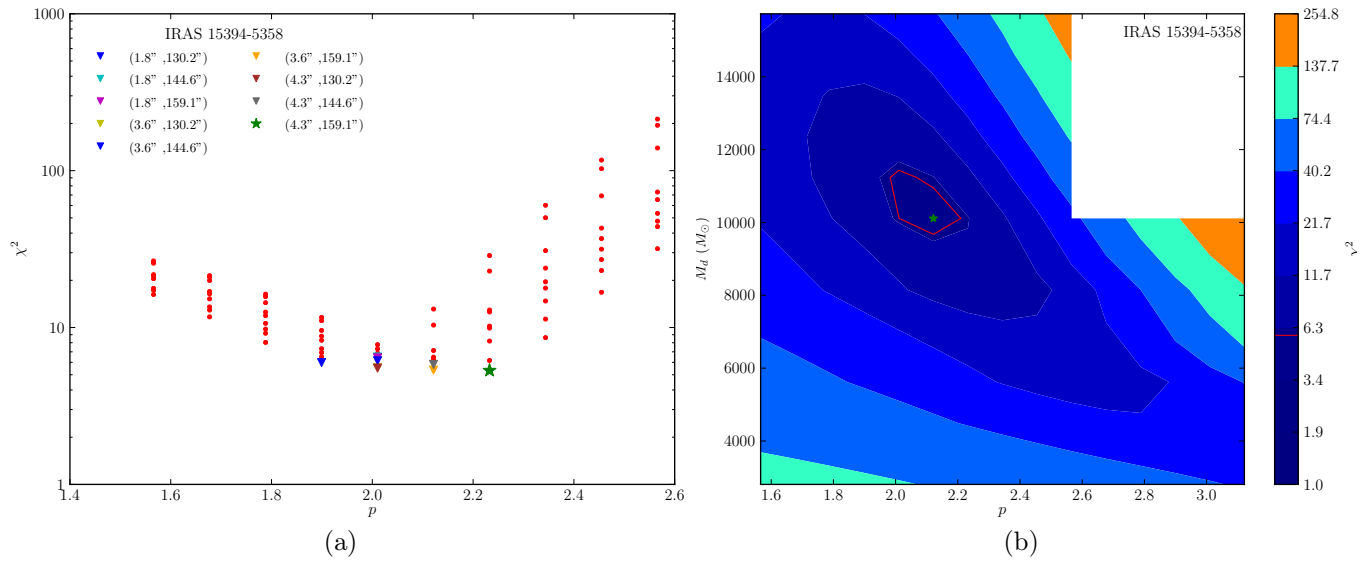


Figura 3.3: Mejores modelos según χ^2 y rangos de validez. (a) gráfico χ^2 vs. p considerando los distintos pares (R_{in} , R_{out}), para una masa de $1.1 \times 10^4 M_\odot$, la estrella indica el modelo con mínimo χ^2 . (b) Diagrama de contornos de χ^2 en función de M_d y p para el mejor par (R_{in} , R_{out}). El contorno rojo marca el nivel 1σ .

o iguales que los encontrados en el ajuste isotermal, sólo cuatro fuentes poseen un radio interno menor. En los caso de dos leyes de potencia, las fuentes se dividen equitativamente entre las que aumentan o disminuyen sus radios interiores. Los radios obtenidos son típicamente 1.5 veces el radio de Strömngren de las fuentes.

En el caso de los radios exterior encontramos un promedio de 3.0 pc para una ley de potencia y 2.9 pc para dos leyes de potencia. En el caso de una ley de potencia los radios exteriores son menores o iguales que los radios isotermales, y para dos leyes de potencia ocurre lo mismo salvo en tres fuentes.

Los valores de la relación radio interno-radio externo Y , es menor que en los modelos isotermales. En el caso de una ley de potencia encontramos $\langle Y \rangle = 80$ y en el caso de dos leyes de potencia $\langle Y \rangle = 95$. Esto se explica por que para una ley de potencia los radios interiores aumentan y los exteriores disminuyen.

Para obtener un buen ajuste fue necesario aumentar la masa de polvo en todas las distribuciones de densidad usadas. Los mejores ajustes se consiguen con masas un factor 1.5 - 2.5 mayores a las masas calculadas en §2.4. La razón de está corrección es que la temperatura de polvo no es representativa cuando $r \rightarrow R_{out}$, en §4.2 discutimos los efectos de la temperatura sobre las mediciones de la masa.

Obtuvimos una masa promedio para el ajuste de una ley de potencia de $2.5 \times 10^4 M_\odot$ y de $2.4 \times 10^4 M_\odot$ para dos leyes potencia. Al comparar las masas de los modelos de una y dos leyes de potencias, podemos notar que las diferencias son menores que un factor 2. En general las masas obtenidas ajustando dos leyes de potencias son menores o

Fuente	χ^2	p	R_{in} (pc)	R_{out} (pc)	$n_0(\text{H}_2)^{(a)}$ (cm^{-2})	$M_d^{(b)}$ (M_\odot)	$\langle T_d \rangle^{(c)}$ (K)	$L^{(d)}$ (L_\odot)	$\alpha^{(e)}$	
									870 μm	1200 μm
12383-6128	12.2	1.2	5.1×10^{-2}	3.8	2.7×10^3	2.7×10^4	12.3	4.8×10^4	1.6	1.3
14095-6102	3.0	1.7	1.5×10^{-2}	2.7	4.5×10^3	1.5×10^4	13.2	6.4×10^4	2.0	2.0
14593-5852	7.6	1.8	4.9×10^{-1}	9.1	8.2×10^2	1.0×10^5	13.7	5.7×10^5	2.1	1.7
15394-5358	4.9	2.1	5.9×10^{-2}	1.8	1.0×10^4	1.0×10^4	11.0	1.5×10^4	2.2	2.2
15502-5302	4.9	1.7	5.9×10^{-2}	4.9	1.8×10^3	3.7×10^4	17.5	8.2×10^5	1.7	2.0
15520-5234	1.9	2.0	1.1×10^{-2}	2.3	4.3×10^3	9.3×10^3	16.9	1.9×10^5	2.1	2.0
15596-5301	1.4	2.0	3.9×10^{-2}	2.9	2.7×10^3	1.2×10^4	12.6	5.9×10^4	2.1	2.1
16128-5109	1.7	1.6	1.6×10^{-1}	2.9	3.7×10^3	1.6×10^4	17.2	2.2×10^5	1.7	1.6
16272-4837	6.6	2.2	8.1×10^{-2}	2.7	3.7×10^3	1.3×10^4	10.8	2.5×10^4	2.1	2.2
16458-4512	4.5	1.6	3.9×10^{-2}	2.9	4.9×10^3	2.0×10^4	12.5	5.1×10^4	1.5	2.1
16524-4300	5.6	1.7	1.3×10^{-2}	2.3	5.1×10^3	1.0×10^4	13.6	5.1×10^4	2.0	1.9
16547-4247	4.5	2.0	1.6×10^{-2}	1.8	9.1×10^3	1.0×10^4	13.9	5.2×10^4	2.3	2.2
17008-4040	0.5	1.8	1.7×10^{-2}	1.5	2.0×10^4	1.6×10^4	14.4	3.8×10^4	1.9	2.0
17009-4042	2.2	1.9	7.6×10^{-2}	1.4	2.1×10^4	1.0×10^4	15.5	5.6×10^4	2.2	2.1
17016-4124	4.3	1.8	2.3×10^{-2}	2.1	1.1×10^4	1.6×10^4	14.4	7.6×10^4	1.9	2.0
17158-3901	7.4	1.7	8.4×10^{-2}	1.6	1.2×10^4	7.9×10^3	13.7	2.4×10^4	2.0	1.8
17271-3439	3.5	1.6	5.4×10^{-2}	4.1	9.1×10^3	1.0×10^5	14.4	3.2×10^5	1.7	2.1

Notas. ^(a) Densidad de H_2 a un radio $r = 0.5R_{\text{out}}$.

^(b) Masa al radio $r = R$: $M_d = 4\pi\mu m_{\text{H}} \int_0^R n(r)r^2 dr$. Con R definido en §2.3.

^(c) Temperatura promedio usando ecuación 3.8.

^(d) $L = f \times L_{\text{IRAS}}$ donde f está definido en ecuación 3.7.

^(e) El error en el ajuste es < 0.2 .

Tabla 3.4: Parámetros derivados a partir de una distribución de densidad descrita por una ley de potencias usando RADMC3D.

iguales que las obtenidas con una ley de potencia, salvo las fuentes IRAS 16458-4512 y 17158-3901.

En el caso del ajuste de densidades tipo Bonnor-Ebert, obtuvimos una masa promedio de $2.1 \times 10^4 M_\odot$. Por lo general, las masas son menores o iguales que las del ajuste de una ley de potencia, con excepción de las fuentes IRAS 15596-5301 y 16547-4247. Sin embargo, las variaciones son menores que un factor ~ 1.5 por fuente. Esto se debe a que por lo general los radios de las esferas de Bonnor-Ebert son menores.

En el caso de las leyes de potencia también fue necesario cambiar el rango de valores de p a $[p_{\text{min}} - 1.3, p_{\text{min}} - 0.3]$. Nuestros modelos isotermales sobrestimaron el valor de p incluso si consideramos que $p = p_{\text{iso}} - q$ con: $q = 0.3$ el exponente de la ley de potencia en temperatura y p_{iso} el valor del exponente de una ley de potencia isothermal. Esto también se observa en el ajuste de dos leyes de potencia.

Encontramos un valor promedio del exponente de una ley de potencia $\langle p \rangle = 1.8 \pm 0.2$. Para dos leyes de potencia el valor promedio de los exponentes fue $\langle p_1 \rangle = 1.6 \pm 0.4$ y $\langle p_2 \rangle = 2.8 \pm 0.6$. Los valores del ajuste de dos leyes de potencia son iguales o menores excepto para IRAS 14095-6102.

Fuente	χ^2	p_1	p_2	R_{in} (pc)	R_{out} (pc)	$n_0(\text{H}_2)^{(a)}$ (cm^{-2})	$M_d^{(b)}$ (M_\odot)	$\langle T_d \rangle^{(c)}$ (K)	$\alpha^{(d)}$	
									870 μm	1200 μm
12383-6128	9.8	0.8	3.0	1.9×10^{-2}	3.3	5.3×10^3	2.2×10^4	13.1	3.2	2.1
14095-6102	3.1	1.8	1.9	3.6×10^{-2}	2.7	2.3×10^3	1.4×10^4	13.2	2.2	2.1
14593-5852	6.6	1.3	3.6	3.9×10^{-1}	7.3	1.8×10^3	8.9×10^4	14.9	3.0	2.1
15394-5358	5.0	2.1	2.8	5.9×10^{-2}	1.8	6.9×10^3	1.0×10^4	11.0	2.3	2.3
15502-5302	5.0	1.7	1.8	2.5×10^{-2}	4.9	1.6×10^3	3.7×10^4	17.4	1.7	2.0
15520-5234	2.0	2.0	3.2	1.1×10^{-2}	2.3	3.1×10^3	8.8×10^3	16.8	2.3	2.2
15596-5301	1.3	2.0	2.5	3.9×10^{-2}	2.9	1.9×10^3	1.2×10^4	12.6	2.2	2.1
16128-5109	1.4	1.3	2.3	1.3×10^{-1}	2.8	5.6×10^3	1.6×10^4	17.6	1.9	1.9
16272-4837	7.0	2.2	2.5	8.1×10^{-2}	2.7	3.1×10^3	1.3×10^4	10.8	2.2	2.2
16458-4512	4.5	1.5	3.1	3.9×10^{-2}	3.5	3.9×10^3	2.2×10^4	11.8	1.5	2.1
16524-4300	5.8	1.6	3.7	3.0×10^{-2}	2.3	5.4×10^3	9.3×10^3	13.7	2.6	2.6
16547-4247	4.3	2.0	2.6	1.0×10^{-2}	1.8	4.8×10^3	1.0×10^4	13.8	2.4	2.3
17008-4040	0.9	1.5	2.8	1.8×10^{-2}	1.5	1.4×10^4	9.4×10^3	14.4	1.7	2.1
17009-4042	2.5	1.5	3.8	3.2×10^{-2}	1.4	2.5×10^4	1.0×10^4	15.4	2.6	2.5
17016-4124	4.3	1.7	2.2	1.1×10^{-2}	2.1	9.2×10^3	1.6×10^4	14.5	1.9	2.0
17158-3901	14.8	1.1	2.8	8.4×10^{-2}	1.6	3.1×10^4	8.0×10^3	13.7	2.4	2.4
17271-3439	3.6	1.3	2.7	5.4×10^{-2}	4.1	1.4×10^4	1.0×10^5	14.4	1.9	2.5

Notas. ^(a) Densidad de H_2 a un radio $r = R_{\text{mid}}$.

^(b) Masa al radio $r = R$: $M_d = 4\pi\mu m_{\text{H}} \int_0^R n(r)r^2 dr$. Con R definido en §2.3.

^(c) Temperatura promedio usando ecuación 3.8.

^(d) El error en el ajuste es < 0.3 .

Tabla 3.5: Parámetros derivados a partir de una distribución de densidad descrita por dos leyes de potencias usando RADMC3D.

Calculamos la temperatura promedio como:

$$\langle T_d \rangle = \frac{3 \int_{R_{\text{in}}}^{R_{\text{out}}} T(r)r^2 dr}{R_{\text{out}}^3 - R_{\text{in}}^3} \quad (3.8)$$

Las temperaturas promedio obtenidas fueron de 14 ± 2 K para cada distribución de densidad considerando la envoltura completa. Estas temperaturas son menores que en §2.4, esto es consistente con masas mayores.

En el caso de las temperaturas de Bonnor-Ebert, obtuvimos un promedio de 35 ± 20 K. Las temperaturas usadas para el transporte radiativo fueron mayores o iguales que las encontradas en el ajuste isothermal, exceptuando IRAS 15520-5234 y 16524-4300.

Las distribuciones de temperatura se pueden aproximar como una ley de potencia. El exponente es consistente entre las tres distribuciones de densidad y tiene un valor promedio para todas las fuentes de $\langle q \rangle = 0.35 \pm 0.02$.

El ajuste de los SEDs nos muestra que es necesario ajustar las imágenes. Como se puede ver en la figura 3.5, distribuciones de densidad distintas pueden dar un buen ajuste

del SED. Además, mientras más ventanas del espectro sean cubiertas, más información tenemos sobre las otras componentes de las regiones.

El ajuste de las imágenes acota el valor de p como vimos en el caso de los ajustes isotermales. Sin embargo, debido a las dificultades observacionales no podemos determinar hasta que radio interior se extiende esta distribución. Esto se ve reflejado en un mal ajuste del SED en longitudes de onda corta ($\lambda < 60 \mu\text{m}$). Es por esto que [Hatchell and van der Tak \(2003\)](#) y [Williams et al. \(2005\)](#) proponen como solución la incorporación de otra componente interior. Esto concuerda con los resultados de los ajustes de cuerpos grises y absorción/emisión de polvo, que muestran que es necesario introducir otra componente interna más caliente para reproducir el SED.

Los modelos de Bonnor-Ebert muestran que esto es posible, ya que estos presentan un mayor flujo a longitudes de onda menores debido a que sus radios interiores son mucho menores a los de una y dos leyes de potencia. También para ajustar esta componente interior se puede abandonar la simetría esférica como lo propone [Hatchell et al. \(2000\)](#). Por lo que se necesitan observaciones con una mejor resolución angular para resolver este problema.

Los valores de los χ^2 son similares para una y dos leyes de potencia. Las variaciones se deben al ajuste de las zonas más externas. Esto se aplica incluso a las fuentes donde observamos un halo (e.g. IRAS 16128-5109), donde esperaríamos un mejor ajuste de dos leyes de potencia. Para llegar a una conclusión definitiva necesitamos observaciones con

Fuente	χ^2	C	r_c (pc)	R_{out} (pc)	$n_c(\text{H}_2)$ (cm^{-3})	M_d (M_\odot)	T_{BE} (K)	T_d (K)	$\alpha^{(a)}$	
									870 μm	1200 μm
12383-6128	15.4	0.86	2.6×10^{-1}	3.2	5.3×10^5	2.1×10^4	32.7	12.6	2.8	2.5
14095-6102	2.6	0.92	1.5×10^{-1}	3.0	1.3×10^6	1.4×10^4	25.6	13.3	2.5	2.5
14593-5852	7.9	0.89	4.6×10^{-1}	6.9	3.3×10^5	8.4×10^4	61.8	14.8	3.8	2.4
15394-5358	4.7	0.94	6.5×10^{-2}	1.5	8.3×10^6	8.4×10^3	30.6	11.8	2.7	2.7
15502-5302	10.0	0.98	1.1×10^{-1}	5.9	3.1×10^6	3.1×10^4	33.1	16.3	2.1	2.1
15520-5234	2.7	0.97	4.8×10^{-2}	2.3	1.2×10^7	9.3×10^3	25.3	16.8	2.2	2.2
15596-5301	1.4	0.96	9.7×10^{-2}	3.6	2.7×10^6	1.3×10^4	22.3	12.1	2.3	2.2
16128-5109	5.6	0.87	1.8×10^{-1}	2.3	9.0×10^5	1.2×10^4	25.2	18.2	3.0	2.7
16272-4837	4.8	0.95	7.1×10^{-2}	1.9	7.0×10^6	1.0×10^4	31.4	12.2	2.6	2.9
16458-4512	3.0	0.94	1.5×10^{-1}	3.5	1.5×10^6	1.8×10^4	28.0	11.9	2.1	2.3
16524-4300	8.2	0.92	1.1×10^{-1}	2.1	2.0×10^6	8.5×10^3	21.2	14.1	2.8	2.6
16547-4247	4.3	0.97	5.3×10^{-2}	2.2	1.3×10^7	1.2×10^4	32.6	13.0	2.3	2.2
17008-4040	8.6	0.93	7.1×10^{-2}	1.5	6.2×10^6	7.5×10^3	27.4	14.4	2.3	2.6
17009-4042	6.3	0.93	5.8×10^{-2}	1.3	1.1×10^7	7.6×10^3	32.7	15.9	3.1	2.7
17016-4124	9.2	0.96	6.8×10^{-2}	2.1	8.1×10^6	1.2×10^4	32.6	14.4	2.4	2.4
17158-3901	13.9	0.89	9.8×10^{-2}	1.4	3.1×10^6	7.3×10^3	26.0	13.8	3.0	2.7
17271-3439	9.9	0.95	1.6×10^{-1}	4.4	4.8×10^6	8.5×10^4	110.1	13.8	2.3	2.5

Notas. ^(a) el error en el ajuste es < 0.3 .

Tabla 3.6: Parámetros derivados de los mejores ajustes de distribuciones de densidad tipo Bonnor-Ebert vía transporte radiativo.

una mejor señal a ruido, de manera de distinguir la existencia de dos leyes de potencia en las zonas más externas.

Sin embargo, si analizamos los valores del exponente de la ley de potencia ajustada a la distribución de flujo, α , vemos que los mejores ajustes se obtienen de los modelos de una ley de potencia. Para las observaciones de LABOCA obtuvimos un valor promedio de $\langle\alpha\rangle = 1.9 \pm 0.2$ para una ley de potencia y $\langle\alpha\rangle = 2.2 \pm 0.4$ para dos leyes de potencia. Lo anterior aplicado a las imágenes de SIMBA nos da $\langle\alpha\rangle = 2.0 \pm 0.2$ y $\langle\alpha\rangle = 2.2 \pm 0.2$ respectivamente. Estos valores son mayores que los observados.

En el caso de una ley de potencia, las diferencias de los valores de α del modelo con las observaciones son menores que $3\sigma_\alpha$ al menos en una de las imágenes. En cambio, para dos leyes de potencia $\sim 1/3$ de las fuentes tienen diferencias mayores que $3\sigma_\alpha$.

Los ajustes usando una distribución de densidad tipo Bonnor-Ebert no dan buenos resultados. En particular, los modelos entregan un mal ajuste de α . Esto se debe a que esta distribución está derivada a partir de un modelo de nube isothermal. Para mejorar estos resultados es necesario utilizar una versión modificada de la ecuación de Lane-Emden que incluya la variación en temperatura (e.g. [Evans et al., 2001](#)).

Los resultados muestran que las distribuciones de una y dos leyes de potencia son indistinguibles con los datos que tenemos y son las que mejor ajustan nuestras observaciones. La distribución tipo Bonnor-Ebert no ajusta bien nuestras observaciones.

Finalmente, podemos concluir que es posible ajustar simultáneamente los perfiles radiales y el SED. Las diferencias en los exponentes α pueden ser explicadas a partir de una distribución única de densidad para una nube dada. Además, los valores de α son esenciales para poder discriminar entre las distintas distribuciones de densidad. Por otro lado, usando el transporte radiativo podemos acotar los valores de p y M_d , de esta forma podemos conocer las propiedades físicas de la envoltura de las nubes.

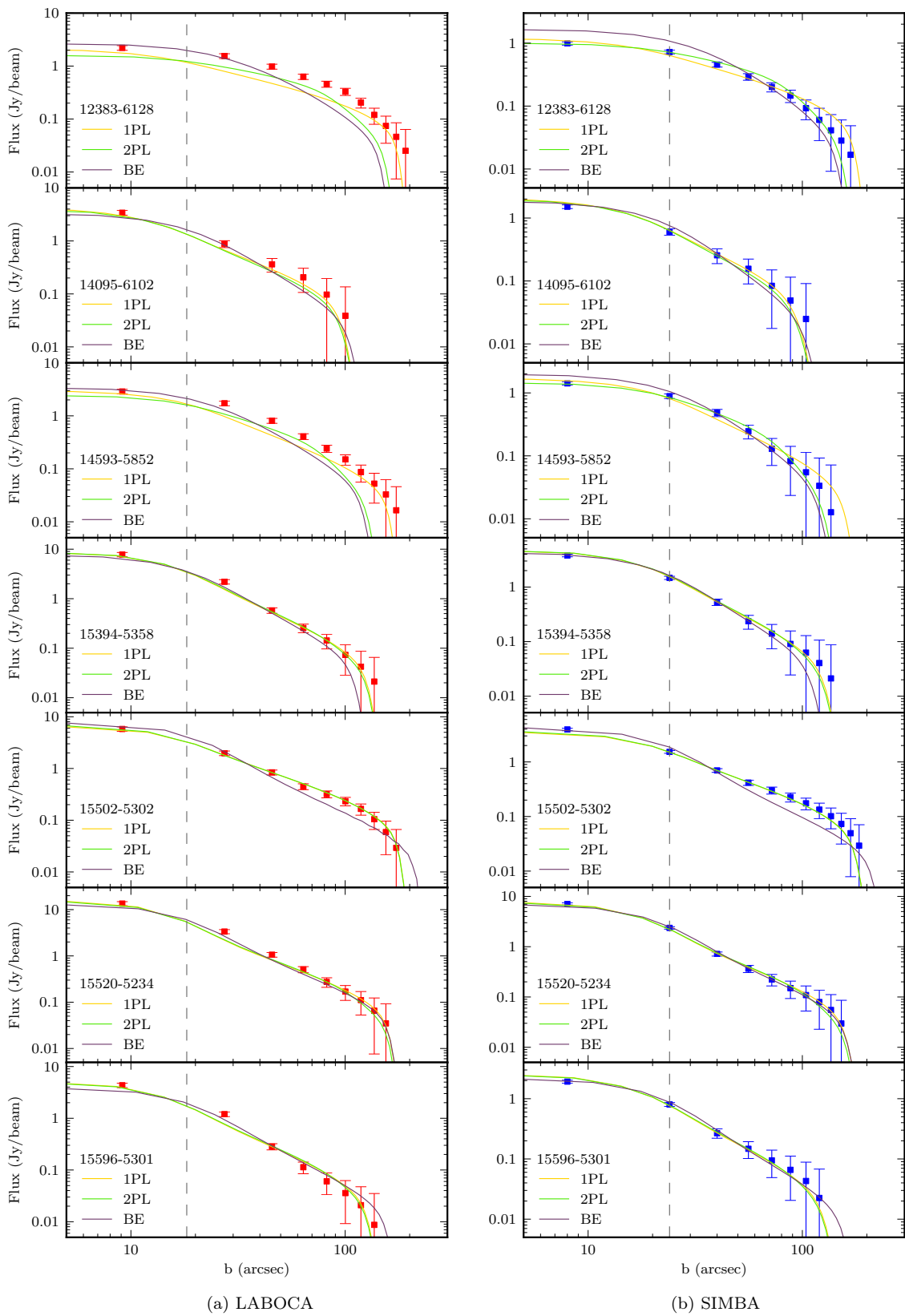


Figura 3.4: Ajustes de imágenes obtenidos vía transporte radiativo. Triángulos rojos corresponden a observaciones de LABOCA y los cuadrados azules a SIMBA. PL: una ley de potencia, 2PL: dos leyes de potencia, BE: Bonnor-Ebert. La línea segmentada corresponde al FWHM del haz.

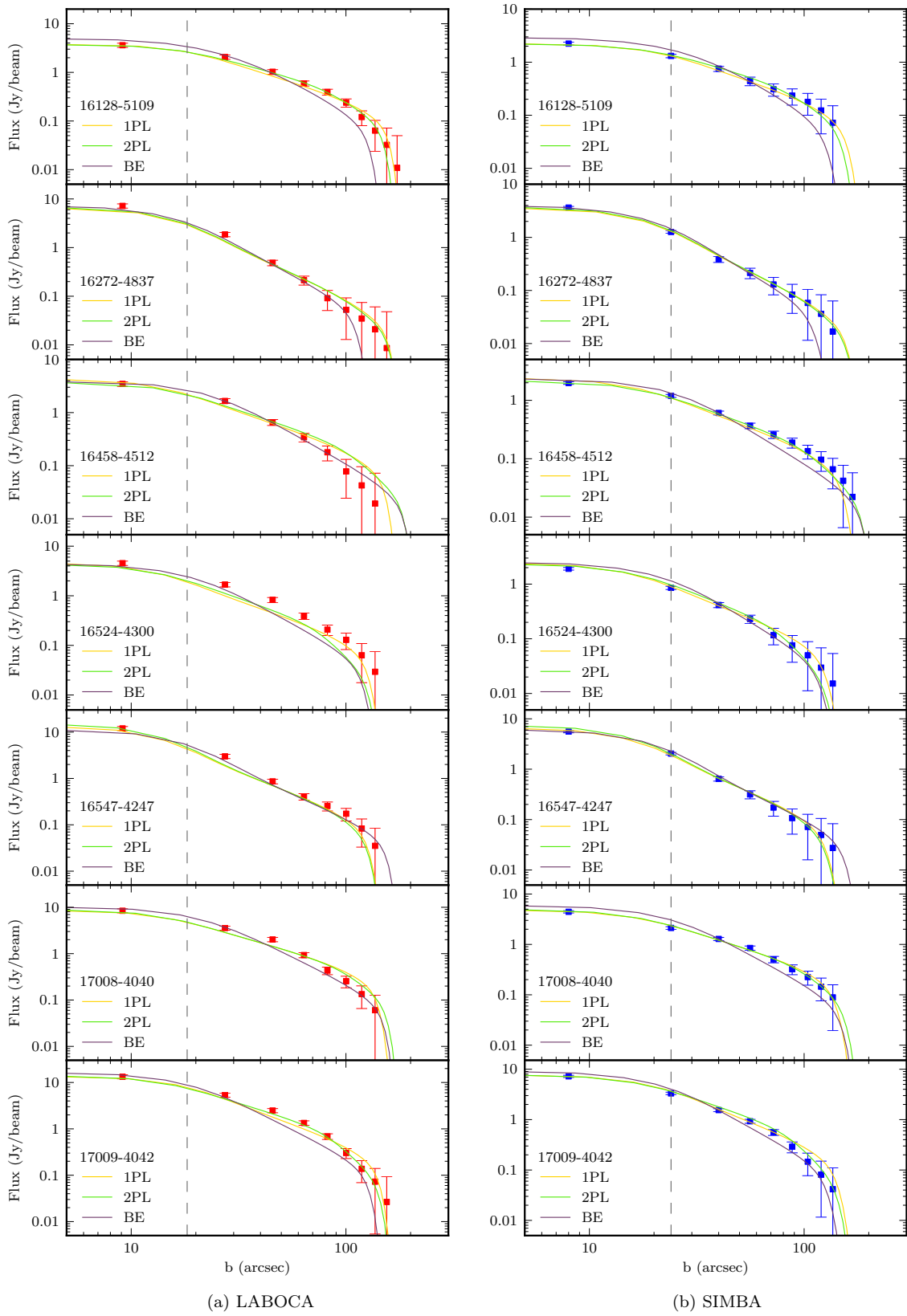


Figura 3.4: Continuación

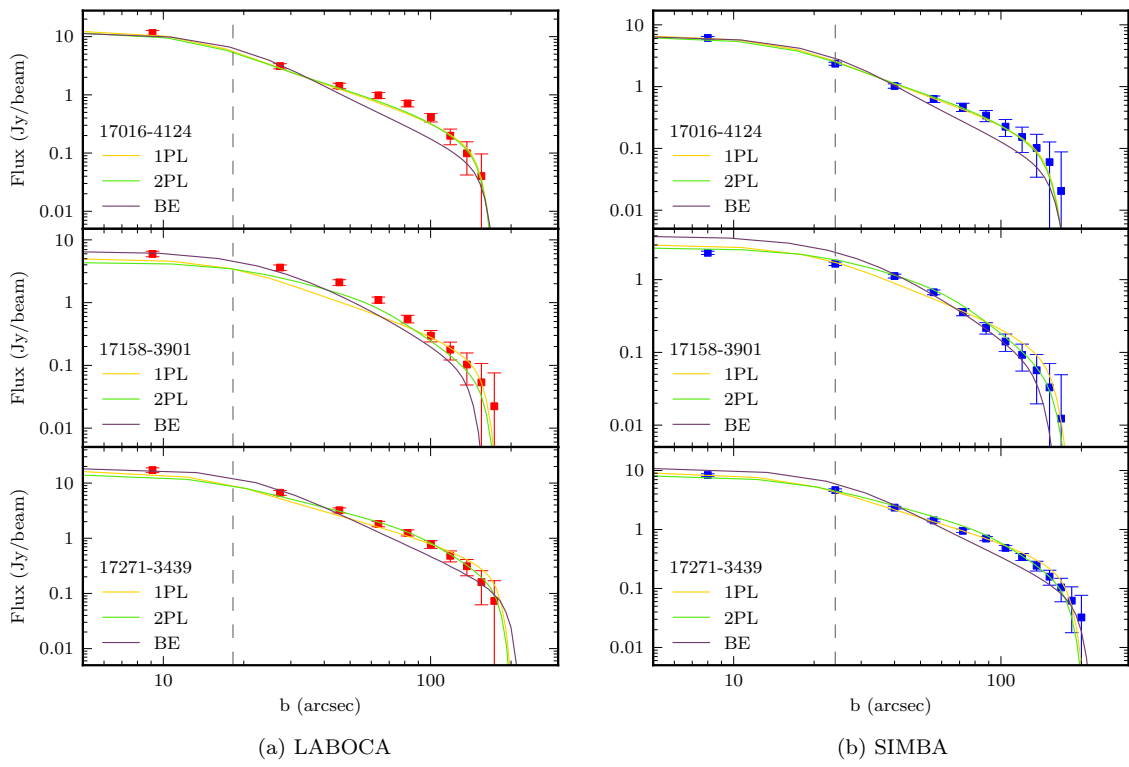


Figura 3.4: Continuación

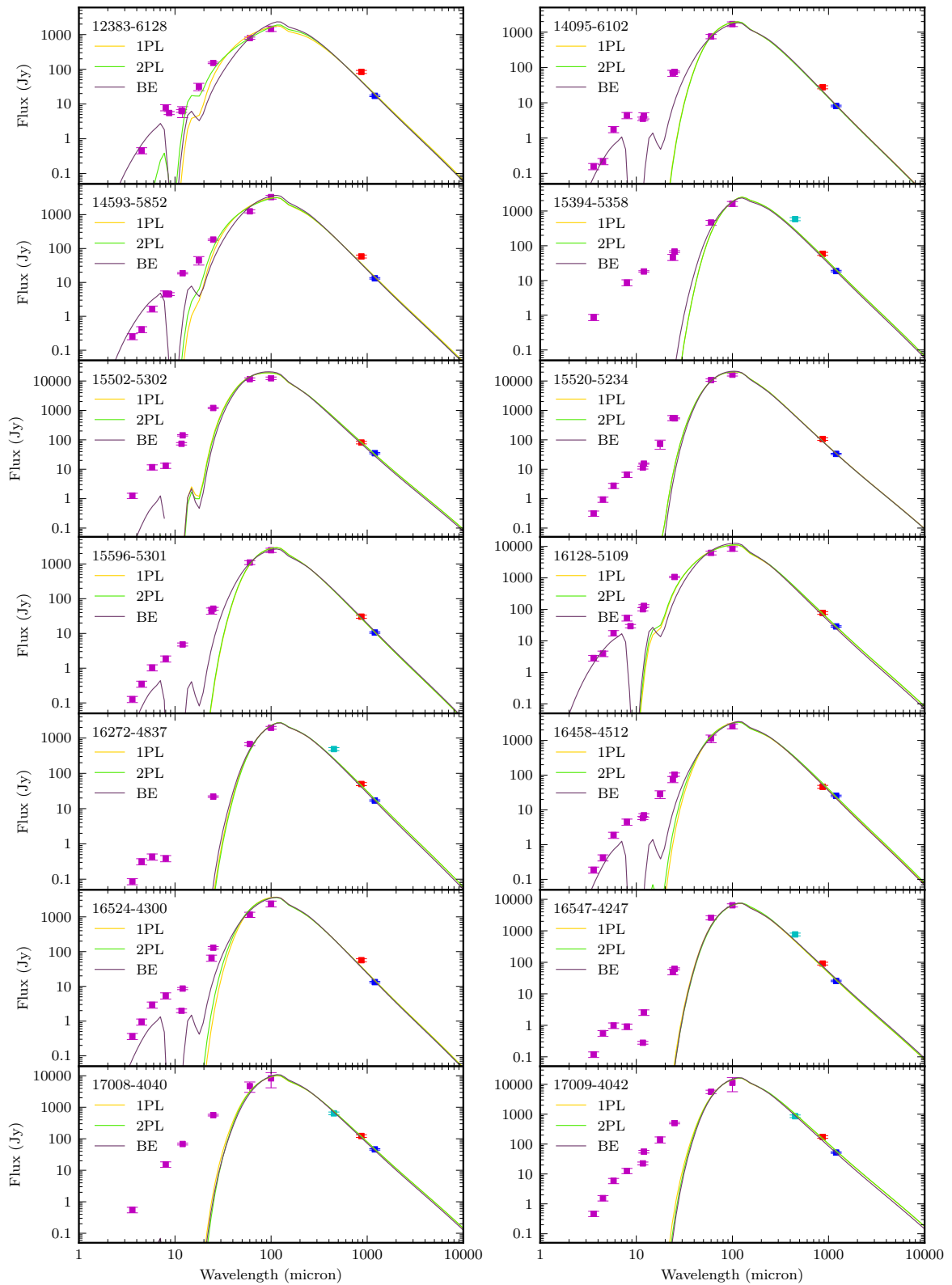


Figura 3.5: Ajustes de SED obtenidos vía transporte radiativo. Triángulos rojos corresponden a observaciones de LABOCA y los cuadrados azules a SIMBA. PL: una ley de potencia, 2PL: dos leyes de potencia, BE: Bonnor-Ebert.

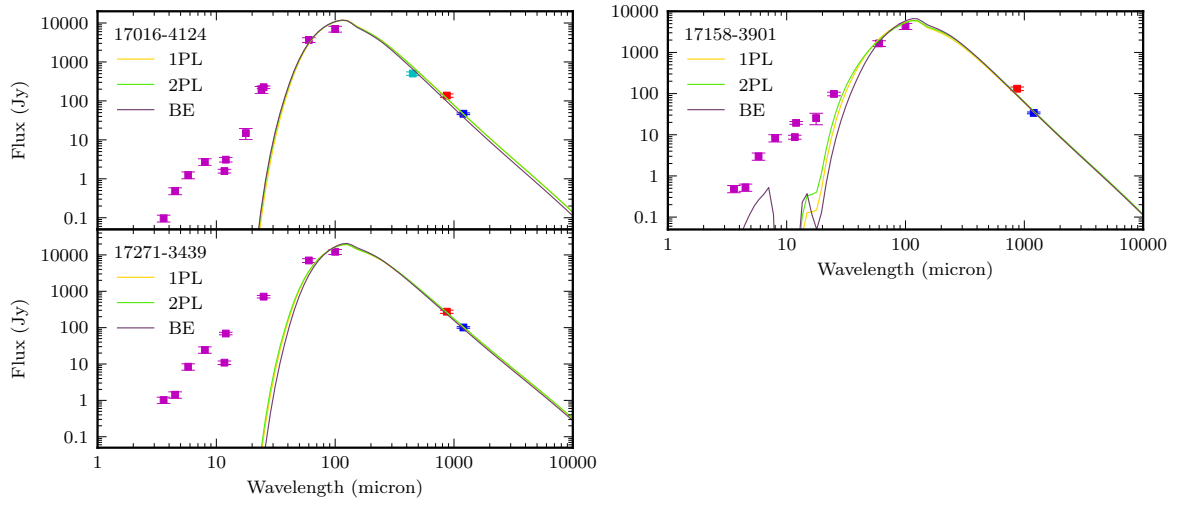


Figura 3.5: Continuación

Capítulo 4

Discusión

4.1 Observaciones

Los valores de las masas y las densidades de columna son mayores que las publicadas en [Garay et al. \(2007\)](#). Esto se debe a que utilizamos opacidades κ_ν un factor 2 menores ([Weingartner and Draine, 2001](#)), y en menor grado a la nueva determinación de temperatura y radio agregando datos de p-Artemis y LABOCA.

Calculamos la columna de densidad como:

$$\Sigma(b_i) = \frac{2\mu m_{\text{H}}}{b_i^2} \int_0^{b_i} \int_{-z_i}^{z_i} n(r) dz b db \quad (4.1)$$

donde $r = \sqrt{z^2 + b^2}$ y $z_i = \sqrt{R_{\text{out}}^2 - b^2}$. Los valores de la columna densidad $\Sigma(b = R_{\text{FWHM}})$ en la tabla [4.1](#) varían desde 0.4 hasta 3.4 g cm^{-2} , consistentes con el valor típico $\Sigma \sim 1 \text{ g cm}^{-2}$ encontrado en otras regiones de formación de de estrellas masivas en la Galaxia (e.g. [Fall et al., 2010](#)).

Los radios en la tabla [2.2](#) son mayores que en [Garay et al. \(2007\)](#) debido a que corresponden a dos definiciones distintas. Debido a esto el flujo total de las fuentes es mayor, con una diferencia menor que 30%. Los radios a media altura en la tabla [4.1](#) tienen una diferencia menor a un 3% con respecto a [Garay et al. \(2007\)](#).

Con la nueva determinación de la temperatura, tres fuentes presentan temperaturas mayores con una diferencia menor que $\sim 4\text{K}$, y ocho fuentes tienen temperaturas menores con una diferencia menor que $\sim 3\text{K}$. Esto se debe las opacidades y las nuevas observaciones.

Fuente	$R_{\text{FWHM}}^{(a)}$ (pc)	$M_d^{(b)}$ (M_\odot)	$\langle n(\text{H}_2) \rangle^{(c)}$ (cm^{-3})	$\Sigma^{(d)}$ (g cm^{-2})	$\Delta V^{(e)}$ (km s^{-1})	t_{ff} (yr)
12383-6128	1.1	6.3×10^3	2.0×10^4	0.3	4.1	3.5×10^5
14095-6102	0.4	2.4×10^3	1.6×10^5	1.0	5.2	1.2×10^5
14593-5852	1.8	2.3×10^4	1.6×10^4	0.5	8.6	3.5×10^5
15394-5358	0.2	1.8×10^3	9.3×10^5	3.0	7.6	4.8×10^4
15502-5302	0.5	3.8×10^3	1.3×10^5	1.0	6.3	1.4×10^5
15520-5234	0.2	1.1×10^3	5.7×10^5	1.8	5.5	4.8×10^4
15596-5301	0.4	2.1×10^3	1.4×10^5	0.9	4.3	9.4×10^4
16128-5109	0.6	3.1×10^3	5.9×10^4	0.6	8.0	2.0×10^5
16272-4837	0.2	1.8×10^3	9.3×10^5	3.0	5.5	5.4×10^4
16458-4512	0.5	3.1×10^3	1.0×10^5	0.8	7.2	1.4×10^5
16524-4300	0.4	1.9×10^3	1.2×10^5	0.8	6.5	1.3×10^5
16547-4247	0.2	1.5×10^3	7.8×10^5	2.5	6.7	4.7×10^4
17008-4040	0.3	2.0×10^3	3.1×10^5	1.5	4.8	9.6×10^4
17009-4042	0.2	1.6×10^3	8.3×10^5	2.6	6.0	5.4×10^4
17016-4124	0.2	1.6×10^3	8.3×10^5	2.6	5.0	5.3×10^4
17158-3901	0.5	2.4×10^3	8.0×10^4	0.6	8.6	1.4×10^5
17271-3439	0.6	1.4×10^4	2.7×10^5	2.6	9.1	9.6×10^4

Notas. ^(a) Promedio del FWHM de ajuste Gaussiano a imágenes de SIMBA y LABOCA.

^(b) Masa al radio R_{FWHM} , $M_d = \pi R_{\text{FWHM}}^2 \Sigma$.

^(c) Densidad promedio: $\langle n \rangle = 3M_d / (4\pi\mu m_{\text{H}} R_{\text{FWHM}}^3)$.

^(d) Densidad de columna promedio calculada usando la ecuación 4.1.

^(e) Valores obtenidos de Bronfman et al. (1996), correspondiente al FWHM de la línea de CS(2-1).

Tabla 4.1: Observables derivados del ajuste Gaussiano a la emisión de las fuentes y el transporte radiativo.

4.2 Distribuciones de densidad y temperatura

Distribución de densidad

Los valores del exponente de $\rho(r)$ obtenidos varían entre 1.2 y 2.2 con $\langle p \rangle = 1.8 \pm 0.2$ para una ley de potencia, y entre 0.8 y 2.2 con $\langle p_1 \rangle = 1.6 \pm 0.4$ para dos leyes de potencia. En la figura 4.1 se muestra un histograma con estos resultados. La distribución de valores de p esta de acuerdo con otros trabajos. Por ejemplo, Mueller et al. (2002) encontró que los valores de p varían entre 0.8 y 2.5 con $\langle p \rangle = 1.8 \pm 0.4$ sobre una muestra de 51 núcleos densos. Hatchell et al. (2000) encontraron que $p = 1.5$ ajustaba sus observaciones y $p = 2$ no. Esta diferencia se explica por que ellos sólo calcularon modelos para distribución de densidad con $p = 0, 1, 1.5$ y 2; y su muestra es de sólo 5 fuentes.

Otros trabajos como los de Williams et al. (2005), Hatchell and van der Tak (2003) y Beuther et al. (2002) muestran que efectivamente los valores de p varían en el rango 1.0 y 2.2.

Distribución de temperatura

Las distribuciones de temperatura muestran perfiles que siguen dos leyes de potencia. En la figura 4.2(a) vemos un ejemplo de distribución de temperatura para IRAS 16128-5109 y en la figura 4.2(b) vemos como varían las temperaturas de todas las fuentes. La distribución con un exponente menor (más negativo) se encuentra en el interior, en radios inferiores al FWHM del haz de SIMBA y LABOCA. Este efecto ha sido previsto por

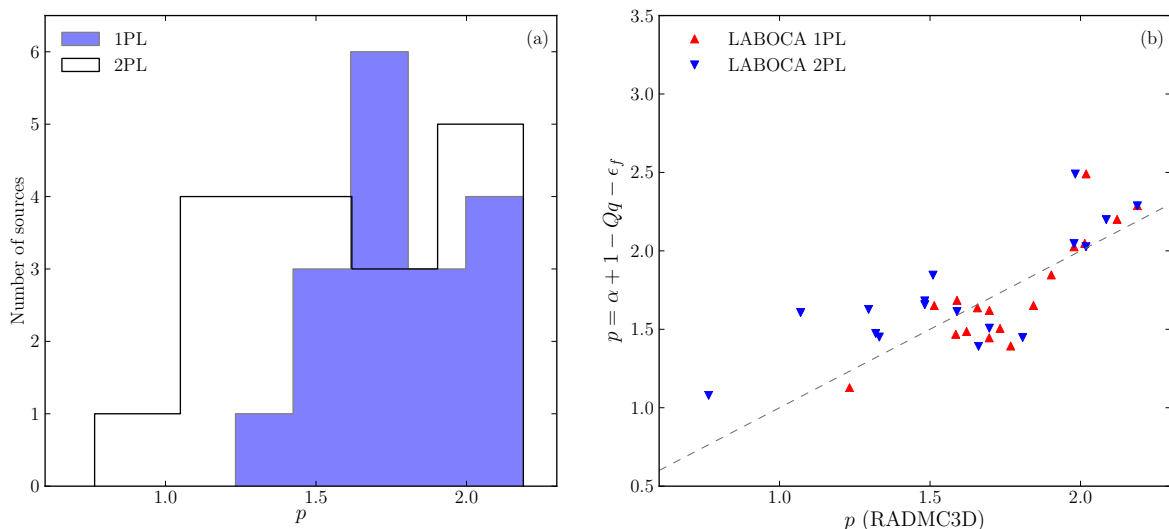


Figura 4.1: Resultados globales del transporte radiativo. (a): Histograma de los valores obtenidos para los exponentes de $\rho(r)$ para una (p) y dos (p_1) leyes de potencia. (b): Relación entre los exponentes de las leyes de potencia de densidad calculados mediante el transporte radiativo (abscisa) y mediante el modelo de Adams (1991) corregido por el tamaño finito de la fuente para LABOCA. La línea segmentada corresponde a la razón 1:1.

Wolfire and Churchwell (1994) y Rolffs et al. (2011), y se debe a que la zona interior de la envoltura es afectada directamente por la radiación UV de la fuente emisora. Este cambio en ley de potencia se produce en radios menores que el haz de LABOCA y depende del radio interior de la nube. Por lo tanto, la ley de potencia interior es un efecto de borde del transporte radiativo.

Las temperaturas interiores son menores que las encontradas en otros trabajos (e.g. Williams et al., 2005). La mayoría de los trabajos citados usan DUSTY, por lo que ellos suponen una temperatura interior y el programa les entrega el radio al cual el polvo tiene esa temperatura (radio interior). Las temperaturas usadas en otros trabajos varían entre los 200-300 K. Esto se traduce en que estamos considerando un radio interior mayor y que los mejores ajustes no dependen de este parámetro.

Sin embargo, los radios interiores son similares a los radios encontrados por Garay et al. (2006), que corresponden a los radios determinados a partir de la emisión en el continuo de radio. Estas observaciones mapean el gas ionizado al interior de los núcleos, por lo que proveen un límite para el radio en el cual la radiación de la fuente de calentamiento interactúa con el gas de la envoltura. En consecuencia, no es necesario suponer un radio interior menor para reproducir las observaciones.

Por otro lado, las temperaturas exteriores son de ~ 10 K, consistente con los trabajos citados anteriormente. Esta temperatura está de acuerdo con la temperatura del gas frío de nubes moleculares (Beuther et al., 2007). En caso de haber un campo de radiación interestelar, las temperaturas serían mayores. En este trabajo no estudiamos este efecto.

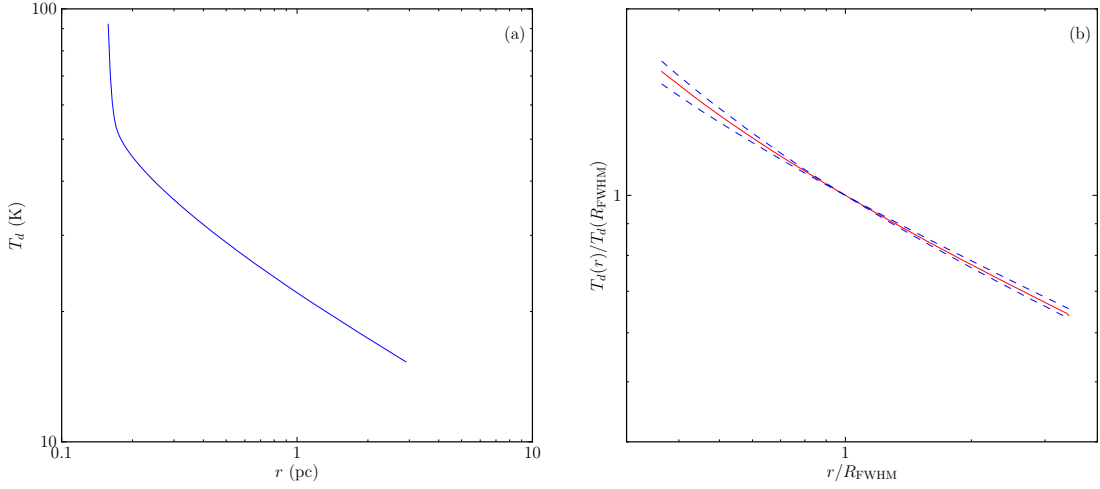


Figura 4.2: Distribución de temperatura. (a): Distribución de temperatura de IRAS 16128-5109 calculada por RADMC3D. (b): Distribuciones de temperaturas de todas las fuentes considerando sólo los radios comunes entre las fuentes. La línea roja corresponde la mediana de las temperaturas, las líneas azul segmentadas corresponden a los percentiles 25 y 75.

Adams (1991) y Motte and André (2001) determinaron que:

$$p = \alpha - Qq + 1 \quad (4.2)$$

donde $Q = xe^x/(e^x - 1)$ con $x = h\nu/(kT)$ y q tal que $T \propto r^q$. De acuerdo a Yun and Clemens (1991) este valor debe ser corregido debido al tamaño finito de la fuente, por lo que definimos:

$$\epsilon_f \equiv p_{\text{obs}} - p_{\text{real}} \quad (4.3)$$

donde p_{obs} corresponde al valor dado por la ecuación 4.2 y p_{real} está dado por nuestros ajustes.

Estimamos ϵ_f usando nuestros resultados isotermales, donde $p_{\text{obs}} = \alpha + 1$. Para SIMBA $\epsilon_f \sim 0.4$ y para LABOCA $\epsilon_f \sim 0.7$. En la figura 4.1 vemos distribuciones de densidad con una ley de potencia cumplen la ecuación 4.2 corregida usando ϵ_f .

Masa de polvo

Para comparar la temperatura y la masa de polvo obtenida por RADMC3D y la derivada usando la ecuación 2.1, proyectamos las distribuciones sobre el plano del cielo, ya que la emisión F_λ de polvo está relacionada con la temperatura y masa de una columna de polvo. La masa a un parámetro de impacto b_i está dada por $M_d(b_i) = \pi b_i^2 \Sigma(b_i)$. La temperatura promedio en función del parámetro de impacto, i.e. a lo largo de la visual, la definimos

como:

$$\langle T_d \rangle (b) = \frac{\int_{-z_i}^{z_i} T(r)n(r) dz}{\int_{-z_i}^{z_i} n(r) dz} \quad (4.4)$$

donde $r = \sqrt{z^2 + b^2}$, $z_i = \sqrt{R^2 - b^2}$. Para un disco de radio b_i la temperatura promedio es:

$$\langle T_d \rangle = \frac{\int_0^{b_i} \langle T_d \rangle (b) N(b) b db}{\int_0^{b_i} N(b) b db} \quad (4.5)$$

Para comparar usamos $b_i = R_{\text{FWHM}}$ y $b_i = R$, donde R está definido en §2.3.

En la figura 4.3(a) comparamos las temperaturas promedio de nuestros modelos con la temperatura de polvo en la tabla 2.3. Vemos que la temperatura de polvo es representativa de una región con $r \sim R_{\text{FWHM}}$.

Por otro lado, en la figura 4.3(b) comparamos las masas obtenidas a partir de la distribución de densidad con las determinadas usando la ecuación 2.1. En $b_i = R_{\text{FWHM}}$, la masa dada por la ecuación 2.1 es aproximadamente la misma que la obtenida integrando la distribución de densidad. Esto es consistente con los valores de la temperatura a este radio.

La masa dada por $M_d(b_i = R)$ es similar a la obtenida en §3.2, ya que:

$$M_d(b \rightarrow R_{\text{out}}) \rightarrow 4\pi\mu m_{\text{H}} \int_0^{R_{\text{out}}} n(r)r^2 dr$$

En $b_i = R$ vemos que las masas de nuestros modelos son factor ~ 2 mayores que las mostradas en la tabla 2.3 (cuadros azules). La diferencia no existe si usamos la temperatura promedio de la figura 4.3(a) (cuadros azules) en la ecuación 2.1, como lo grafican los círculos color cian en la figura 4.3(b). Por lo que las diferencias en este caso se deben a una menor temperatura de polvo.

Otros efectos que influyen en la determinación de la masa son:

- Las opacidades usadas son un factor dos menores que las de [Ossenkopf and Henning \(1994\)](#), utilizadas en trabajos anteriores. Sin embargo, el ajuste de una fuente con estas opacidades mostró el mismo resultado: modelos con mayor masa de polvo ajustan mejor las observaciones.
- Errores en la distancia. Una nube más lejana con las mismas características observables (tamaño, flujo, etc.) que una nube más cercana tendrá una masa mayor de acuerdo a la ecuación 2.1.

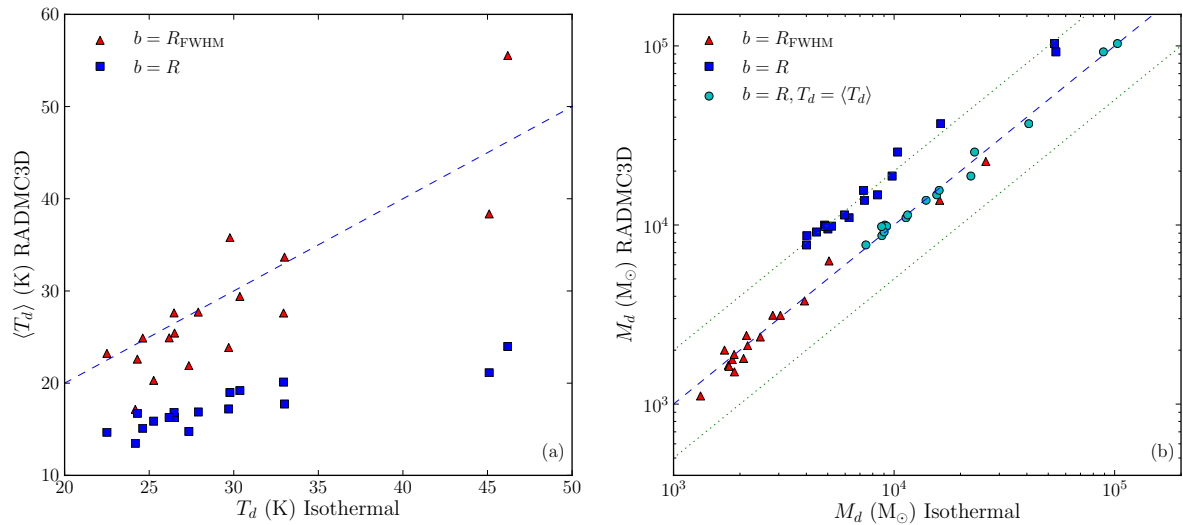


Figura 4.3: Diferencias en temperatura y masa de polvo entre modelo isothermal y transporte radiativo. R definido en §2.3 y R_{FWHM} en tabla 4.1. (a): Temperatura promedio a partir del transporte radiativo $\langle T_d \rangle$ vs. Temperatura de polvo T_d (ver tabla 2.3). La línea segmentada corresponde a la razón 1:1. (b): Masa de polvo a partir de la integral de la columna de densidad del modelo de una ley de potencia vs. Masa de polvo a partir de ecuación 2.1. Triángulos rojos corresponden a la masa al interior de $b = R_{\text{FWHM}}$, cuadrados azules al interior de $b = R$ y círculos cian al interior de $b = R$ con $T_d = \langle T_d \rangle$ en ecuación 2.1. La línea segmentada azul corresponde a la razón 1:1 y las líneas punteadas verdes corresponden a las razones 2:1 y 1:2.

4.3 Relaciones de Larson

Larson (1981) encontró una relación entre la dispersión de velocidad (σ) y el radio (R) de núcleos moleculares densos, clumps y nubes moleculares. Esta la expresó ajustando una ley de potencia de la forma: $\sigma = 1.1 \text{ km s}^{-1} (R/\text{pc})^{0.38}$. Larson (1981) interpretó este resultado suponiendo que las nubes moleculares estaban aproximadamente en equilibrio virial y los anchos de velocidad se originaban a partir de una cascada de Kolmogorov de turbulencia subsónica. Una consecuencia de estas hipótesis fue que la columna de densidad de las nubes observadas era aproximadamente independiente de su tamaño. Analizaremos lo que nuestras observaciones dicen sobre estas relaciones.

En la figura 4.4 se muestran las relaciones densidad-radio n_{H_2} vs. r y ancho de línea-radio ΔV vs. r , usamos los valores del radio y las densidades a media altura de la tabla 4.1. Nuestras fuentes siguen una relación densidad-radio. Sin embargo, no es claro que las fuentes sigan una relación ancho de línea-radio. Como comparación, también se muestran otros datos encontrados en la literatura.

Faúndez et al. (2004) y Motte et al. (2007) obtuvieron sus resultados a través de la emisión en 1.2 mm, las diferencias en densidad se deben principalmente a la diferencia en masa. Las opacidades de polvo κ_ν en 1.2 mm de Motte et al. (2007) son 100 veces menores que las de Faúndez et al. (2004), y 50 veces menores que las nuestras. Esto explica las diferencias en el gráfico densidad vs. radio. Para calcular las densidades medias de las mediciones del flujo en 1.2 mm de Beuther et al. (2002), usamos las opacidades que

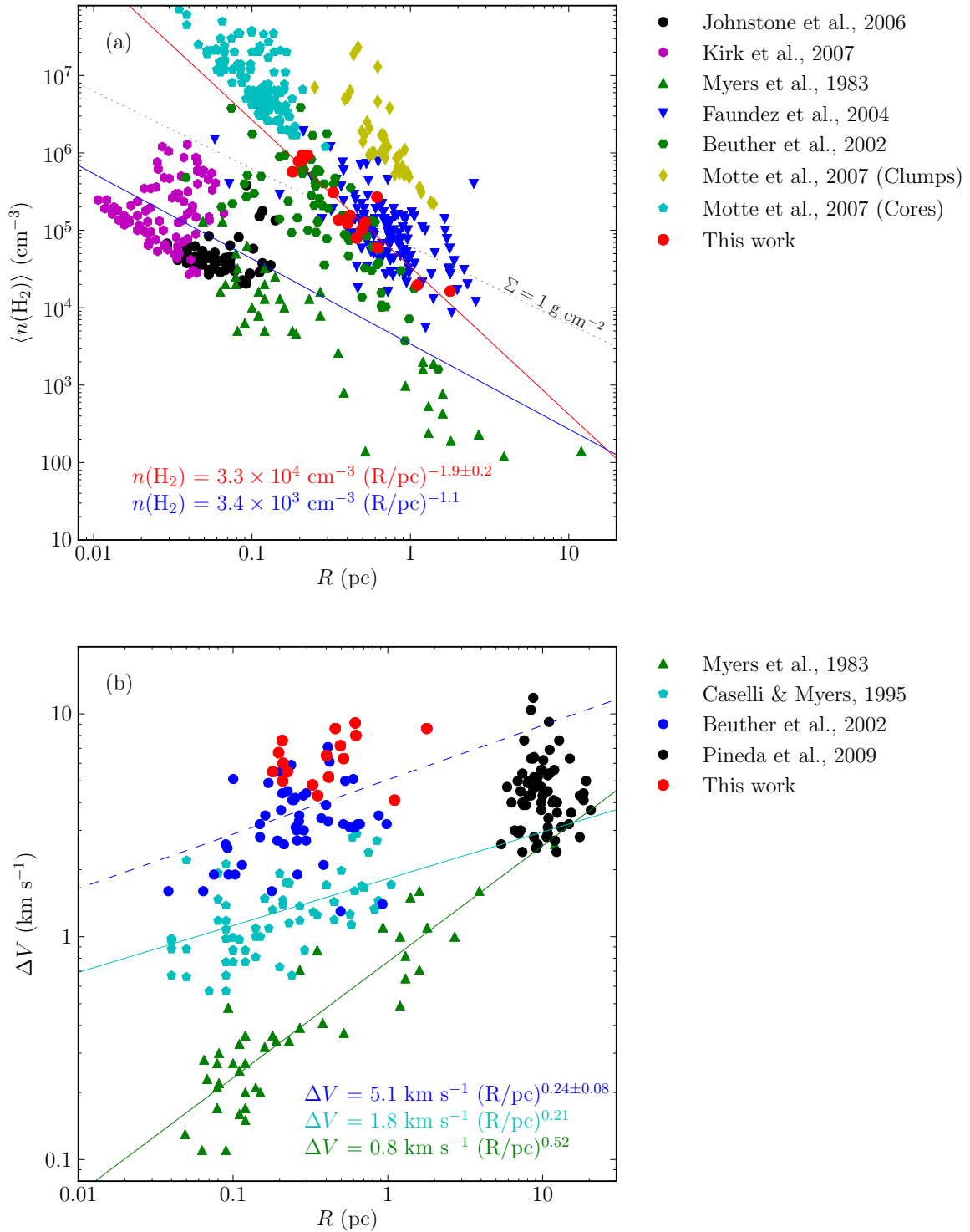


Figura 4.4: Relaciones de Larson de nuestras fuentes y fuentes de alta y baja masa. (a): relación densidad promedio vs. radio. El ajuste en rojo corresponde al de nuestras fuentes y el azul al de Larson (1981). La línea punteada corresponde al valor de la densidad superficial de masa $\Sigma = 1 \text{ g cm}^{-2}$. (b): relación dispersión de velocidad vs. radio. La línea verde corresponde al ajuste de Myers (1983), la cian al ajuste de Caselli and Myers (1995) y la azul segmentada al de las fuentes de Beuther et al. (2002) junto con las nuestras.

nosotros usamos y una temperatura de polvo de 32 K.

En la figura 4.4(a) vemos que nuestras fuentes presentan densidades mayores que regiones de formación de estrellas de baja masa (Kirk et al., 2007; Johnstone et al., 2006; Myers, 1983) a un radio dado.

La figura 4.4(b) muestra que las dispersiones de velocidades son mayores que las de regiones de formación de estrellas de baja masa (Myers, 1983) y masa intermedia (Caselli and Myers, 1995) a un mismo radio. Sin embargo, presenta la misma dispersión de velocidad que regiones de formación de estrellas de masa intermedia más grandes (Pineda et al., 2009).

Para una temperatura de polvo promedio $T_d = 30\text{K}$ obtenemos una velocidad del sonido isothermal de $c_s = 0.32 \text{ km s}^{-1}$. Por lo tanto, el gas en nuestras fuentes es supersónico, luego se espera que por efecto de la turbulencia se generen estructuras de menor escala al interior de nuestras regiones. Utilizando el procedimiento descrito en Larson (1981), podemos encontrar la masa y el tamaño de los fragmentos más pequeños que se formarían dada la dispersión de velocidad y la densidad de las fuentes, igualando la dispersión de velocidad a la velocidad del sonido. Derivamos una relación ancho de línea-radio de $\Delta V = 5.1 \text{ kms } (R/\text{pc})^{0.24}$ a partir de nuestra muestra en conjunto con la de Beuther et al. (2002). De acuerdo a esta relación los fragmentos más pequeños tendrían un radio de $\sim 90 \text{ AU}$. Reemplazando este valor en la relación densidad-radio $n(\text{H}_2) = 3.3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3} (R/\text{pc})^{-1.9}$, obtenemos una densidad de $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ y una masa de $\sim 1.5 M_\odot$.

Todas las regiones con $\Sigma \geq 1 \text{ g cm}^{-2}$ son regiones de formación de estrellas masivas. Hay regiones bajo $\Sigma = 1 \text{ g cm}^{-2}$ y la dispersión de los valores es grande, por ejemplo en nuestras fuentes es 0.5 g cm^{-2} . Por lo tanto, $\Sigma = 1 \text{ g cm}^{-2}$ no es un requisito necesario para que una región forme estrellas masivas como se ha planteado en la literatura (e.g. Krumholz et al., 2012).

En la figura 4.4 vemos que las regiones de formación de estrellas masivas no siguen una relación común de densidad-radio ni ancho de línea-radio. Dependiendo de como escojamos la muestra vamos a tener una ley dada. Por lo tanto, los resultados de Larson (1981) y los encontrados en el párrafo anterior son artificiales, ya que existe un sesgo de selección y observacional de las muestras utilizadas.

4.4 Modelos teóricos de formación de estrellas masivas

Acreción Competitiva

De acuerdo a lo visto en §4.3 las masas de los fragmentos más pequeños dentro de nuestras fuentes serían de $\sim 1.3 M_\odot$ con un radio de $\sim 90 \text{ AU}$. Este es un caso idealizado en que no se considera los cambios de las condiciones físicas al comenzar el colapso gravitacional. En particular, no se considera la luminosidad ya sea de acreción o de una

protoestrella que modificaría la masa de Jeans y por consiguiente el tamaño mínimo de los fragmentos (Krumholz, 2006). Esta situación idealizada posee las condiciones ideales para la formación de estrellas masivas vía acreción competitiva, ya que se formarían $\sim 10^3$ fragmentos en un radio menor a ~ 0.5 pc que interactuarían gravitacionalmente.

Para probar si los modelos de acreción competitiva están de acuerdo con nuestras observaciones, consideraremos los modelos de Klessen and Burkert (2000). Estos modelos son isotermales y presentan una distribución de densidad $\rho \propto r^{-2}$ a un tiempo de simulación $t = 1.2$. Este tiempo corresponde a $\sim 5 \times 10^5$ y se han formado 4 núcleos protoestelares dentro del clump, los cuales poseen el 1% de la masa total. Compararemos estos resultados con las fuentes IRAS 15520-5234 y 15596-5301, ya que poseen una distribución de densidad $\rho \propto r^{-2}$:

Radio Los radios de los clumps son menores que los de nuestras nubes. Por ejemplo, los clumps más circulares (4 y 12) poseen un radio $R_{\text{out}} = 0.3$ que corresponde a ~ 0.6 pc. Este valor es ~ 4 veces menor que los radios de nuestras fuentes. De acuerdo a Klessen and Burkert (2000), los radios de los clumps están truncados debido a interacciones gravitacionales.

Morfología Los los clumps son más elongados que nuestras fuentes. La razón entre los semiejes mayores y menores de los clumps del modelo varía entre 2:1 y 4:1. En cambio, la razón en nuestras fuentes varía entre 1:1 y 2:1.

Masa y temperatura En la figura 4.5 vemos que más del 1% del gas en nuestras fuentes se encuentra a temperatura mayor que 100 K. Esto implica que los 4 núcleos protoestelares deberían tener una temperatura mayor que el resto de la nube.

Por un lado tenemos que los clumps han tenido suficiente tiempo como para tener interacciones gravitacionales con otras estructuras, pero no han tenido suficiente tiempo como para elevar la temperatura del gas y formar protoestrellas. Por lo tanto, las condiciones físicas de estos modelos no reproducen las características observables de nuestras regiones de formación de estrellas masivas.

Dobbs et al. (2005) calculó modelos de acreción competitiva usando la ecuación de estado:

$$T(\rho) = 20\text{K} \times \begin{cases} 1 & \text{si } \rho < 10^{-14} \text{ g cm}^{-3} \\ (\rho/10^{-14})^{2/3} & \text{si } 10^{-14} \leq \rho \leq 10^{-12} \text{ g cm}^{-3} \\ 21.5 & \text{si } 10^{-12} < \rho \text{ g cm}^{-3} \end{cases}$$

para determinar la temperatura del gas. Para el rango de densidades de nuestras fuentes, su ecuación de estado da una temperatura constante $T = 20$ K. Sin embargo, como se puede ver en los diagramas de fase en la figura 4.5, a esas densidades la temperatura no es constante. Por lo tanto, estos modelos no permiten explicar la formación de estrellas en nuestras regiones.

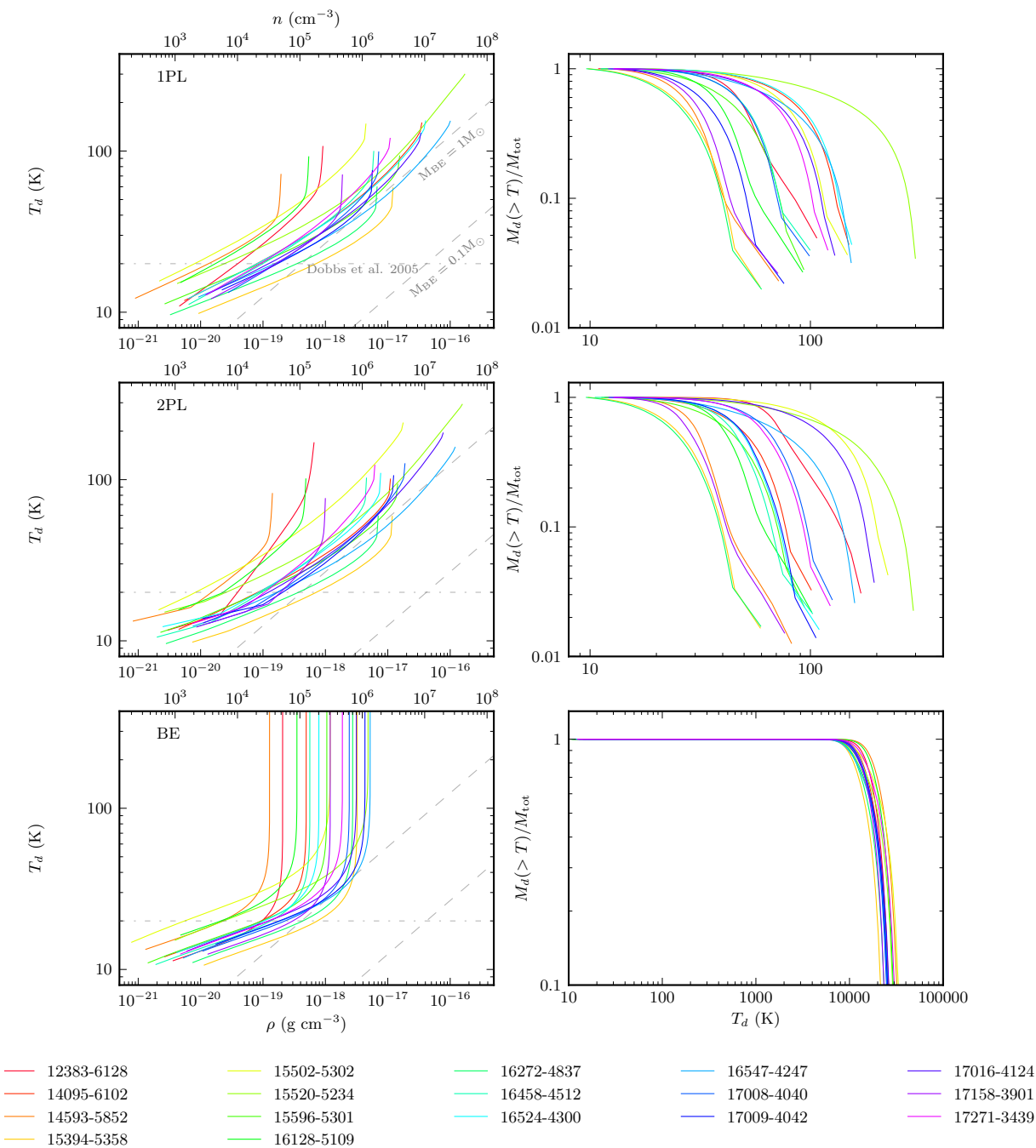


Figura 4.5: *Primera columna:* diagramas de fase para los tres tipos de distribuciones de densidad. Las líneas segmentadas corresponden a los valores de las masas de esferas de Bonnor-Ebert de 1 y 0.1 M_{\odot} a las temperaturas y densidades dadas. La línea horizontal corresponde a la ecuación de fase de [Dobbs et al. \(2005\)](#). *Segunda columna:* cantidad de masa a temperatura $> T$ normalizada a la masa total de la fuente.

Colapso Monolítico

Krumholz et al. (2007) calculó modelos de formación de estrellas masivas vía colapso monolítico incluyendo transporte radiativo. La base de este modelo es lo realizado por McKee and Tan (2003), y considera inicialmente un gas isotermal y una distribución de densidad $\rho \propto r^{-1.5}$. Usando nuestras distribuciones de temperatura y densidad podemos comparar las masas $M(> T)$ a temperaturas mayores que T con la de los modelos. Como se muestra en la figura 4.5, nuestros resultados muestran una disminución menos brusca de $M_d(> T)$ en comparación con Krumholz et al. (2007). Esto se debe a que estas simulaciones son de objetos más compactos con radios ~ 0.1 pc y con masas menores que corresponden a zonas interiores de regiones como las nuestras. A pesar de esto los diagramas de fase muestran que el gas se aleja de la aproximación barotrópica de Dobbs et al. (2005) de la misma forma que lo hacen nuestros resultados.

Krumholz et al. (2012) realizó simulaciones de nubes tipo Orion considerando transporte radiativo, turbulencia y feedback. Estos modelos consideran $10^3 M_\odot$ de gas, densidad superficial media de $\Sigma = 1 \text{ g cm}^{-2}$, radio de 0.26 pc, temperatura inicial de 10 K y distribución de densidad inicial $\rho \propto r^{-1.5}$. Consideraremos en el análisis el modelo turbulento con viento ya que es el que reproduce la IMF. Las condiciones iniciales son consistentes con las características de nuestras fuentes considerando los valores al R_{FWHM} y el exponente de la distribución de densidad inicial se encuentra en el rango de nuestros resultados (ver tablas 4.1 y 3.4). Este modelo muestra algunas de las características de la acreción competitiva en la formación de estrellas masivas, por ejemplo: colisiones entre núcleos.

Los modelos nos muestran que la mayor parte de la masa se encuentra en temperaturas entre los 10 y 100 K para edades entre 1.0 y $1.25 t_{ff}$ con $t_{ff} = 2.3 \times 10^4$ años. Por ejemplo, para $1.25 t_{ff}$, un 93% de la masa está a temperaturas menores que 50 K. En la tabla 4.2 se muestra el porcentaje de masa a temperaturas menores que 50 K usando los resultados del modelo de una ley de potencia. Las fuentes IRAS 14593-5852 y 17158-3901 tienen un 94% de la masa a temperaturas menores que 50 K. De estas dos fuentes IRAS, 17158-3901 tiene 8 veces más masa que la simulación y es la con menor diferencia de masa.

Un 60% de nuestras fuentes tiene un 90% de la masa entre 10 y 100 K. De acuerdo al modelo nuestras fuentes muestrean rangos inferiores y superiores a $1.25 t_{ff}$. En los extremos tenemos a IRAS 15394-5358 que posee un 97% de masa bajo 50 K e IRAS 15520-5234 que tiene un 11% de masa bajo 50 K.

Al término de la simulación, las estrellas más masivas poseen masas de 10.8, 9.8, 8.8 y $8.3 M_\odot$. La luminosidad de este conjunto de estrellas sería de $\sim 2 \times 10^4 L_\odot$. Como comparación, la luminosidad de IRAS 17158-3901 es de 2.4×10^4 (ver tabla 3.4). Por lo tanto, en general los resultados del modelo son coherentes con nuestras observaciones.

Sin embargo, nuestros modelos muestran que hay material a densidades menores que $10^{-20} \text{ g cm}^{-3}$, lo que no se observa en la figura 9 de Krumholz et al. (2012). Esto se debe a que Krumholz et al. (2012) ajusta las observaciones al R_{FWHM} .

Fuente	$M_d(T_d < 50\text{K})$ (%)
12383-6128	50
14095-6102	15
14593-5852	94
15394-5358	97
15502-5302	18
15520-5234	11
15596-5301	57
16128-5109	82
16272-4837	97
16458-4512	48
16524-4300	14
16547-4247	25
17008-4040	49
17009-4042	88
17016-4124	24
17158-3901	94
17271-3439	23

Tabla 4.2: Porcentaje de masa a temperatura $T < 50\text{K}$ para una ley de potencia.

4.5 IRAS 16272-4837

En nuestra muestra poseemos varias fuentes donde la emisión presenta más de un máximo local. Algunos de estos máximos se pueden resolver en todas las longitudes de onda, como por ejemplo IRAS 17008-4040 y 17009-4042. Pero también están los casos de IRAS 12383-6128, 14593-5852, 15394-5358, 16128-5109, 16272-4837, 16458-4512 y 17158-3901 donde no es posible separar completamente las fuentes en SIMBA y LABOCA.

Usaremos las observaciones de IRAS 16272-4837 para explorar como afecta la presencia de una segunda componente semi-resuelta a nuestros ajustes de perfiles radiales de flujo. Para ello modelaremos en 3-D la emisión de manera autoconsistente. IRAS 16272-4837 es la única fuente en que se pueden separar las componentes completamente en p-Artemis. Las fuentes están separadas una distancia angular de $20''$, lo que corresponde a ~ 3 veces el haz de p-Artemis, y tienen un radio de 0.3 pc.

Primero, realizamos el ajuste isothermal descrito en 3.1.1 sobre el perfil de la línea que las une y los perfiles perpendiculares. Determinamos una distribución de densidad para cada fuente $n_i(r_i, \theta_i)$ con $i \in \{1, 2\}$ en coordenadas esféricas, definida como:

$$n_i(r_i, \theta_i) = n_{0i}(\theta_i) \left(\frac{r_i}{r_0} \right)^{-p_i(\theta_i)} \quad (4.6)$$

con:

$$p_i(\theta_i) = (p_{i\perp} - p_{i\parallel}) \cos^2 \theta_i + p_{i\parallel}$$

$$n_{0i}(\theta_i) = (n_{0i\perp} - n_{0i\parallel}) \cos^2 \theta_i + n_{0i\parallel}$$

donde $r_0 = R_{\text{out}}/2$ con R_{out} igual al usado en 3.1.1 para ambas fuentes, $p_{i\parallel}$ y $n_{0i\parallel}$ corresponde a los valores encontrados en el ajuste de la línea que une las fuentes, y $p_{i\perp}$ y $n_{0i\perp}$ corresponden al promedio de los valores encontrados en las perpendiculares.

Luego, definimos una distribución de densidad única $n(r, \theta) = \max\{n_1(r, \theta), n_2(r, \theta)\}$ en coordenadas esféricas. El centro de la distribución está en el punto equidistante a ambas fuentes sobre la línea que las une. Sea A la distancia de cada fuente al centro de la distribución, i.e. $|A| = 10''$. Para pasar de las coordenadas (r, θ) a (r_i, θ_i) usamos las siguientes transformaciones:

$$r_i^2 = (r \cos \theta - A)^2 + r^2 \sin^2 \theta$$

$$\theta_i = \arcsin\left(\frac{r \sin \theta}{r_1}\right)$$

donde consideramos que A se encuentra sobre el eje z y puede valer $A = \pm 10''$.

La luminosidad de la fuente de calentamiento de cada fuente la determinamos conservando la luminosidad usada en 3.2 y considerando que la razón entre los flujos totales en p-Artemis es de $F_1/F_2 = 1.8$.

Para determinar las distribuciones de densidad y temperatura, variamos la masa de polvo, el radio externo R_{out} y el exponente $p_i(\theta)$. El exponente $p_i(\theta)$ lo variamos de dos formas para analizar los efectos de las dos fuentes. La primera fue considerar un valor de p igual al promedio de todos los ajustes isotermales, i.e. $p_{1\parallel} = p_{1\perp} = p_{2\parallel} = p_{2\perp}$. La segunda fue variar por separado los valores de $p_i(\theta)$. Además, calculamos un modelo introduciendo las dos fuentes en la distribución 3.2 y centrada en la fuente más masiva, sin variar los parámetros.

En el primer caso el mejor ajuste es aquel con $p = 2.1$. Este valor es 0.1 menor que el ajuste unidimensional, luego, ambas distribuciones son indistinguibles. En el segundo caso el mejor ajuste tiene $p_{1\parallel} = 2.1$, $p_{1\perp} = 2.4$, $p_{2\parallel} = 1.3$ y $p_{2\perp} = 1.6$. En ambos casos el mejor ajuste es aquel con masa $M_d = 1.2 \times 10^4 M_{\odot}$ y radio de $R_{\text{out}} = 2.4$ pc.

Los resultados preliminares muestran que los tres modelos reproducen los perfiles radiales. Sin embargo, la distribución espacial de flujo es distinta y hay claras diferencias como se muestra en la figura 4.6. En la imagen en $450 \mu\text{m}$, el primer caso muestra que la razón entre los máximos es $f_1/f_2 \sim 1$. En el segundo caso, la razón entre los máximos es $f_1/f_2 \sim 8$. En el último caso, la segunda fuente no se detecta. Para reproducir la imagen, la presencia de la segunda fuente es necesaria y ambas fuentes tienen distribuciones de densidad diferentes.

Concluimos que el modelamiento del transporte radiativo autoconsistente en 3D de fuentes múltiples en un núcleo denso es necesario para estudiar la estructura de dichos núcleos con alta resolución espacial

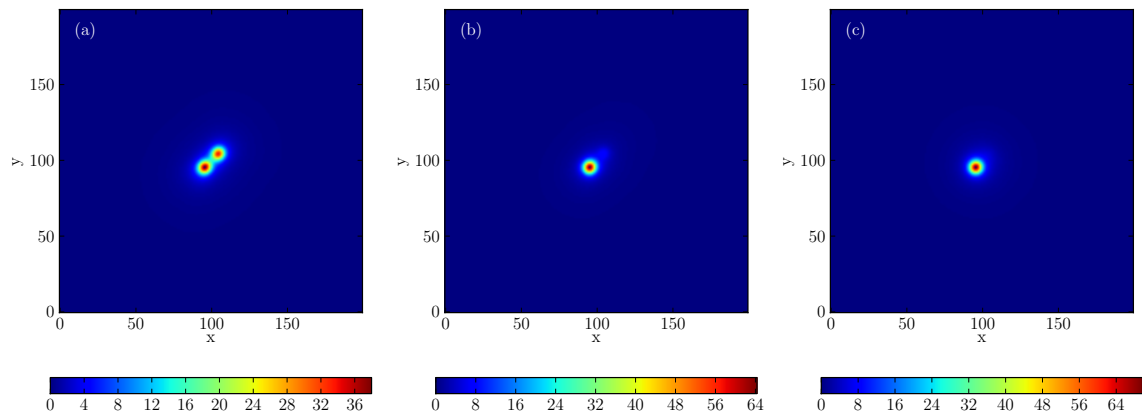


Figura 4.6: Mejores ajustes del modelamiento 3D de IRAS 16272-4837. (a): Modelo con p fijo. (b): Modelo con parámetros de la distribución independientes para cada fuente. (c): Modelo con distribución de densidad obtenida en §3.2 con dos fuentes al interior.

Capítulo 5

Resumen y conclusiones

Observaciones

Observamos 17 regiones de formación de estrellas masivas a $\lambda = 450 \mu\text{m}$ con p-Artemis, $870 \mu\text{m}$ con LABOCA y $1200 \mu\text{m}$ con SIMBA. Realizamos la fotometría y encontramos que las fuentes poseen un radio promedio de $\langle R \rangle = 2.6 \text{ pc}$. Derivamos perfiles radiales y les ajustamos leyes de potencia. El ajuste arrojó un exponente promedio de $\langle \alpha \rangle = 2.0 \pm 0.4$ para LABOCA y $\langle \alpha \rangle = 1.7 \pm 0.3$ para SIMBA.

Modelamiento emisión de polvo

Ajustamos un modelo de absorción/emisión de polvo a la distribución espectral de energía. Obtuvimos una temperatura de polvo $\langle T_d \rangle = 30 \pm 7 \text{ K}$, una masa de polvo promedio $\langle M_d \rangle = 1.2 \times 10^4 M_\odot$ y una densidad de columna $\langle N(\text{H}_2) \rangle = 4.4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. Propiedades consistentes con otras regiones de formación de estrellas masivas en la Galaxia.

Para encontrar las distribuciones de temperatura $T(r)$ y densidad $\rho(r)$ modelamos nuestras fuentes como un cascarón esférico de gas y polvo con una fuente central de calentamiento con emisión de cuerpo negro:

- a) Ajustamos distribuciones de densidad para reproducir la emisión en 870 y $1200 \mu\text{m}$ considerando nubes isotermales. Consideramos en nuestros cálculos tres distribuciones de densidad: ley de potencia, dos leyes de potencia y esferas de Bonnor-Ebert.
 - i Para una ley de potencia obtuvimos un exponente promedio de $\langle p \rangle = 2.4 \pm 0.3$, radios interiores $\langle R_{\text{in}} \rangle = 6.7 \times 10^{-2} \text{ pc}$ y radios exteriores $\langle R_{\text{out}} \rangle = 3.3 \text{ pc}$. Las masas de los modelos isotermales son consistentes con las observadas.
 - ii Para la componente interior de la distribución de densidad de dos leyes de potencia obtuvimos un exponente $\langle p_1 \rangle = 2.3 \pm 0.4$.
 - iii El ajuste de esferas de Bonnor-Ebert arrojó temperaturas de $\langle T_{\text{BE}} \rangle = 26 \pm 6$, radios de las esferas $\langle R_{\text{BE}} \rangle = 2.7 \text{ pc}$ y masas de $\langle M_{\text{BE}} \rangle = 1.3 \times 10^4 M_\odot$. Las temperaturas varían en el mismo rango que las del ajuste de absorción/emisión de polvo, aunque en promedio son menores. Las masas y radios son consistentes con las obtenidas de la emisión de polvo.

b) Obtuvimos las distribuciones de densidad y temperatura ajustando el SED F_λ y los perfiles radiales $f_\lambda(b)$ a partir del transporte radiativo usando RADMC3D. Para discriminar entre modelos, usamos el ranking de los χ^2 del SED usando las observaciones a $\lambda \geq 60 \mu\text{m}$ y los perfiles radiales de las imágenes a $\lambda = 870$ y $1200 \mu\text{m}$.

- i Los modelos de una ley de potencia poseen exponentes $\langle p \rangle = 1.8 \pm 0.2$, radios interiores $\langle R_{\text{in}} \rangle = 7.5 \times 10^{-2} \text{ pc}$ y radios exteriores $\langle R_{\text{out}} \rangle = 3.0 \text{ pc}$ y masas $\langle M_d \rangle = 2.5 \times 10^4 M_\odot$.
- ii Los modelos de dos leyes de potencia tiene exponentes $\langle p_1 \rangle = 1.6 \pm 0.4$ para la componente interior, radios interiores $\langle R_{\text{in}} \rangle = 6.3 \times 10^{-2} \text{ pc}$, radios exteriores $\langle R_{\text{out}} \rangle = 2.9 \text{ pc}$ y masas $\langle M_d \rangle = 2.4 \times 10^4 M_\odot$.
- iii Las distribuciones de densidad tipo Bonnor-Ebert presentan una temperatura mayor que su contra parte isothermal, $\langle T_{\text{BE}} \rangle = 35 \pm 20 \text{ K}$. Obtuvimos radios de las esferas $\langle R_{\text{BE}} \rangle = 2.9 \text{ pc}$, masas $\langle M_d \rangle = 2.1 \times 10^4 M_\odot$ y temperaturas de polvo $\langle T_d \rangle = 14 \pm 2 \text{ K}$. Esta distribución no ajusta bien nuestras observaciones.

El ajuste arrojó distribuciones de temperatura que se pueden modelar como una ley de potencia. La temperatura promedio es de $\langle T_d \rangle = 14 \pm 2 \text{ K}$ para una y dos leyes de potencia. El exponente promedio de la ley de potencia en temperatura es $\langle q \rangle = 0.35 \pm 0.02$.

Las masas de las envolturas de los modelos isotermales subestiman la masa encontrada mediante el transporte radiativo. Esto se debe a que la temperatura de polvo del ajuste al SED mediante el método de absorción-emisión de polvo es representativa de la temperatura de la envoltura a radios menores que el radio a media altura.

Al radio a media altura obtuvimos una temperatura promedio de $\langle T_d \rangle = 29 \pm 7$ y una masa promedio de $\langle M_d \rangle = 2.3 \times 10^3 M_\odot$ mediante el transporte radiativo y una masa isothermal promedio de $6.2 \times 10^3 M_\odot$. Esta diferencia se debe a que la aproximación ópticamente delgada no es buena a este radio.

Conclusiones

Las tres distribuciones analizadas entregan la misma temperatura de polvo promedio y las masas son todas un factor ~ 2 mayores que las masas de los ajustes isotermales. Los valores de los radios externos son consistentes entre si y un $\sim 10\%$ mayor que los radios derivados de los perfiles observados.

Nuestras fuentes sumadas a otras observaciones indican que una densidad superficial $\Sigma = 1 \text{ g cm}^{-2}$ no es una condición necesaria para la formación de estrellas masivas. Los planos $(R, \Delta V)$ y (R, n) se llenan al poner distintos tipos de fuentes y observaciones, por lo tanto, las relaciones tipo Larson no representan bien todas las nubes.

Los modelos de acreción competitiva poseen radios menores a los observados para distribuciones de densidad similares, y no reproducen los diagramas de fase observados. Simulaciones de acreción competitiva que incluyan transporte radiativo son necesarias para poder verificar si este mecanismo de formación es factible.

Los diagramas de fase de modelos de colapso monolítico incluyendo transporte radiativo muestran rangos de temperatura y densidad consistentes con las observaciones. Aunque simulaciones con mayor masa y radio son necesarias para realizar una comparación completa. La mayor parte de la masa en las simulaciones se encuentra en el mismo rango de temperatura ($T < 100$ K) derivado de las observaciones. La luminosidad de las estrellas masivas formadas en la simulación está de acuerdo con las luminosidades de nuestras fuentes.

Bibliografía

- Adams, F. C., Dec. 1991. Asymptotic theory for the spatial distribution of protostellar emission. *ApJ*382, 544–554.
- Alves, J., Lada, C. J., Lada, E. A., Kenyon, S. J., Phelps, R., Oct. 1998. Dust Extinction and Molecular Cloud Structure: L977. *ApJ*506, 292–305.
- Alves, J. F., Lada, C. J., Lada, E. A., Jan. 2001. Internal structure of a cold dark molecular cloud inferred from the extinction of background starlight. *Nature*409, 159–161.
- Beuther, H., Churchwell, E. B., McKee, C. F., Tan, J. C., 2007. The Formation of Massive Stars. *Protostars and Planets V*, 165–180.
- Beuther, H., Schilke, P., Menten, K. M., Motte, F., Sridharan, T. K., Wyrowski, F., Feb. 2002. High-Mass Protostellar Candidates. II. Density Structure from Dust Continuum and CS Emission. *ApJ*566, 945–965.
- Bjorkman, J. E., Wood, K., Jun. 2001. Radiative Equilibrium and Temperature Correction in Monte Carlo Radiation Transfer. *ApJ*554, 615–623.
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J., Pringle, J. E., May 2001. Competitive accretion in embedded stellar clusters. *MNRAS*323, 785–794.
- Bonnor, W. B., 1956. Boyle’s Law and gravitational instability. *MNRAS*116, 351.
- Bressan, A., Fagotto, F., Bertelli, G., Chiosi, C., Sep. 1993. Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. II - $Z = 0.02$. *A&AS*100, 647–664.
- Bronfman, L., Casassus, S., May, J., Nyman, L.-Å., Jun. 2000. The radial distribution of OB star formation in the Galaxy. *A&A*358, 521–534.
- Bronfman, L., Nyman, L.-A., May, J., Jan. 1996. A CS(2-1) survey of IRAS point sources with color characteristics of ultra-compact HII regions. *A&AS*115, 81.
- Burkert, A., Hartmann, L., Nov. 2004. Collapse and Fragmentation in Finite Sheets. *ApJ*616, 288–300.
- Caselli, P., Myers, P. C., Jun. 1995. The Line Width–Size Relation in Massive Cloud Cores. *ApJ*446, 665.

- Chapman, N. L., Mundy, L. G., Lai, S.-P., Evans, II, N. J., Jan. 2009. The Mid-Infrared Extinction Law in the Ophiuchus, Perseus, and Serpens Molecular Clouds. *ApJ*690, 496–511.
- Chini, R., Kruegel, E., Wargau, W., Jul. 1987. Dust emission and star formation in compact H II regions. *A&A*181, 378–382.
- Churchwell, E., 2002. Ultra-Compact HII Regions and Massive Star Formation. *ARA&A*40, 27–62.
- Dobbs, C. L., Bonnell, I. A., Clark, P. C., Jun. 2005. Centrally condensed turbulent cores: massive stars or fragmentation? *MNRAS*360, 2–8.
- Draine, B. T., 2003. Interstellar Dust Grains. *ARA&A*41, 241–289.
- Dullemond, C. P., Juhasz, A., Shetty, R., Peters, T., 2012. RADMC-3D. En preparación 1.
- Ebert, R., 1955. Über die Verdichtung von H I-Gebieten. Mit 5 Textabbildungen. *ZAp*37, 217.
- Evans, II, N. J., 1999. Physical Conditions in Regions of Star Formation. *ARA&A*37, 311–362.
- Evans, II, N. J., Rawlings, J. M. C., Shirley, Y. L., Mundy, L. G., Aug. 2001. Tracing the Mass during Low-Mass Star Formation. II. Modeling the Submillimeter Emission from Preprotostellar Cores. *ApJ*557, 193–208.
- Fall, S. M., Krumholz, M. R., Matzner, C. D., Feb. 2010. Stellar Feedback in Molecular Clouds and its Influence on the Mass Function of Young Star Clusters. *ApJ*710, L142–L146.
- Faúndez, S., Bronfman, L., Garay, G., Chini, R., Nyman, L.-Å., May, J., Oct. 2004. SIMBA survey of southern high-mass star forming regions. I. Physical parameters of the 1.2 mm/IRAS sources. *A&A*426, 97–103.
- Garay, G., Brooks, K. J., Mardones, D., Norris, R. P., Nov. 2006. A Multiwavelength Study of Young Massive Star-forming Regions. I. The Ionized Gas Content. *ApJ*651, 914–932.
- Garay, G., Lizano, S., Sep. 1999. Massive Stars: Their Environment and Formation. *PASP*111, 1049–1087.
- Garay, G., Mardones, D., Brooks, K. J., Videla, L., Contreras, Y., Sep. 2007. A Multiwavelength Study of Young Massive Star Forming Regions. II. The Dust Environment. *ApJ*666, 309–320.
- Hatchell, J., Fuller, G. A., Millar, T. J., Thompson, M. A., Macdonald, G. H., May 2000. SCUBA imaging of high mass star formation regions. *A&A*357, 637–650.

- Hatchell, J., van der Tak, F. F. S., Oct. 2003. The physical structure of high-mass star-forming cores. *A&A*409, 589–598.
- Ivezic, Z., Elitzur, M., Jun. 1997. Self-similarity and scaling behaviour of infrared emission from radiatively heated dust - I. Theory. *MNRAS*287, 799–811.
- Johnstone, D., Matthews, H., Mitchell, G. F., Mar. 2006. Large Area Mapping at 850 μm . IV. Analysis of the Clump Distribution in the Orion B South Molecular Cloud. *ApJ*639, 259–274.
- Johnstone, D., Wilson, C. D., Moriarty-Schieven, G., Joncas, G., Smith, G., Gregersen, E., Fich, M., Dec. 2000. Large-Area Mapping at 850 Microns. II. Analysis of the Clump Distribution in the ρ Ophiuchi Molecular Cloud. *ApJ*545, 327–339.
- Kirk, H., Johnstone, D., Tafalla, M., Oct. 2007. Dynamics of Dense Cores in the Perseus Molecular Cloud. *ApJ*668, 1042–1063.
- Klessen, R. S., Burkert, A., May 2000. The Formation of Stellar Clusters: Gaussian Cloud Conditions. I. *ApJS*128, 287–319.
- Krumholz, M. R., Apr. 2006. Radiation Feedback and Fragmentation in Massive Protostellar Cores. *ApJ*641, L45–L48.
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., McKee, C. F., Feb. 2007. Radiation-Hydrodynamic Simulations of Collapse and Fragmentation in Massive Protostellar Cores. *ApJ*656, 959–979.
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., McKee, C. F., Mar. 2012. Radiation-Hydrodynamic Simulations of the Formation of Orion-Like Star Clusters II. The Initial Mass Function from Winds, Turbulence, and Radiation. *ArXiv e-prints*.
- Lacy, C. H., Aug. 1977. Radii of nearby stars: an application of the Barnes-Evans relation. *ApJS*34, 479–492.
- Lada, C. J., Lada, E. A., Clemens, D. P., Bally, J., Jul. 1994. Dust extinction and molecular gas in the dark cloud IC 5146. *ApJ*429, 694–709.
- Larson, R. B., Mar. 1981. Turbulence and star formation in molecular clouds. *MNRAS*194, 809–826.
- Lucy, L. B., Apr. 1999. Computing radiative equilibria with Monte Carlo techniques. *A&A*344, 282–288.
- Mathis, J. S., 1990. Interstellar dust and extinction. *ARA&A*28, 37–70.
- Mathis, J. S., Rumpl, W., Nordsieck, K. H., Oct. 1977. The size distribution of interstellar grains. *ApJ*217, 425–433.
- McKee, C. F., 1999. The Dynamical Structure and Evolution of Giant Molecular Clouds. In: Lada, C. J., Kylafis, N. D. (Eds.), *NATO ASIC Proc. 540: The Origin of Stars and Planetary Systems*. p. 29.

- McKee, C. F., Tan, J. C., Mar. 2003. The Formation of Massive Stars from Turbulent Cores. *ApJ*585, 850–871.
- Morales, E. F. E., Mardones, D., Garay, G., Brooks, K. J., Pineda, J. E., Jun. 2009. A Multiwavelength Study of Young Massive Star-Forming Regions. III. Mid-Infrared Emission. *ApJ* 698, 488–501.
- Motte, F., André, P., Jan. 2001. The circumstellar environment of low-mass protostars: A millimeter continuum mapping survey. *A&A*365, 440–464.
- Motte, F., Bontemps, S., Schilke, P., Schneider, N., Menten, K. M., Broguière, D., Dec. 2007. The earliest phases of high-mass star formation: a 3 square degree millimeter continuum mapping of Cygnus X. *A&A*476, 1243–1260.
- Mouschovias, T. C., Spitzer, Jr., L., Dec. 1976. Note on the collapse of magnetic interstellar clouds. *ApJ*210, 326.
- Mueller, K. E., Shirley, Y. L., Evans, II, N. J., Jacobson, H. R., Dec. 2002. The Physical Conditions for Massive Star Formation: Dust Continuum Maps and Modeling. *ApJS*143, 469–497.
- Muñoz, D., 2006. Propiedades Físicas de Nucleos Densos en la Region de Formacion Estelar Masiva NGC 6334. Msc. thesis 1, 97.
- Myers, P. C., Jul. 1983. Dense cores in dark clouds. III - Subsonic turbulence. *ApJ*270, 105–118.
- Ossenkopf, V., Henning, T., Nov. 1994. Dust opacities for protostellar cores. *A&A*291, 943–959.
- Pineda, J. L., Ott, J., Klein, U., Wong, T., Muller, E., Hughes, A., Sep. 2009. The Influence of Far-Ultraviolet Radiation on the Properties of Molecular Clouds in the 30 Dor Region of the Large Magellanic Cloud. *ApJ*703, 736–751.
- Ritzerveld, J., Icke, V., Aug. 2006. Transport on adaptive random lattices. *Phys. Rev. E*74 (2), 026704.
- Robitaille, T. P., Dec. 2011. HYPERION: an open-source parallelized three-dimensional dust continuum radiative transfer code. *A&A*536, A79.
- Robitaille, T. P., Whitney, B. A., Indebetouw, R., Wood, K., Apr. 2007. Interpreting Spectral Energy Distributions from Young Stellar Objects. II. Fitting Observed SEDs Using a Large Grid of Precomputed Models. *ApJS*169, 328–352.
- Rolfs, R., Schilke, P., Wyrowski, F., Menten, K. M., Güsten, R., Bisschop, S. E., Mar. 2011. Structure of evolved cluster-forming regions. *A&A*527, A68.
- Rybicki, G. B., Lightman, A. P., Jun. 1986. Radiative Processes in Astrophysics.
- Shull, J. M., Beckwith, S., 1982. Interstellar molecular hydrogen. *ARA&A*20, 163–190.

- Vaidya, B., Fendt, C., Beuther, H., Sep. 2009. Accretion Disks Around Massive Stars: Hydrodynamic Structure, Stability, and Dust Sublimation. *ApJ*702, 567–579.
- Weingartner, J. C., Draine, B. T., Feb. 2001. Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud. *ApJ*548, 296–309.
- Williams, S. J., Fuller, G. A., Sridharan, T. K., Apr. 2005. The circumstellar environments of high-mass protostellar objects. II. Dust continuum models. *A&A*434, 257–274.
- Wolfire, M. G., Churchwell, E., Jun. 1994. Circumstellar dust emission models. *ApJ*427, 889–897.
- Wood, D. O. S., Churchwell, E., May 1989. Massive stars embedded in molecular clouds - Their population and distribution in the galaxy. *ApJ*340, 265–272.
- Yun, J. L., Clemens, D. P., Nov. 1991. Radial dust density profiles in small molecular clouds. *ApJ*381, 474–483.
- Zinnecker, H., Yorke, H. W., Sep. 2007. Toward Understanding Massive Star Formation. *ARA&A*45, 481–563.

Apéndice A

Modelos de emisión de polvo

A continuación se describen distintos tipos de modelos para ajustar la emisión de polvo.

A.1 Suma de cuerpos negros

Suponemos que el espectro está dividido en dos o más componentes, en este caso una fría y una caliente. Éstas están representadas por:

$$F_\nu^h = \Omega_h B_\nu(T_h)(1 - e^{-(\nu/\nu_h)^{\beta_h}}) \quad (\text{A.1})$$

$$F_\nu^c = \Omega_c B_\nu(T_c)(1 - e^{-(\nu/\nu_c)^{\beta_c}}) \quad (\text{A.2})$$

Variando los parámetros Ω_c , T_c , β_c y ν_c obtenemos un ajuste a los puntos a $\lambda > 60\mu m$ del SED.

Las fuentes presentan temperaturas de ~ 30 K para la componente fría. En general, al agregar la observación de la LABOCA las temperaturas no varían más de 1 K y el coeficiente β no varía más que 0.1.

Este modelo fue usado por [Garay et al. \(2007\)](#) para obtener las temperaturas de polvo de nuestra fuentes.

A.2 Absorción/emisión de polvo

Este modelo descrito por [Morales et al. \(2009\)](#) supone la presencia de tres componentes esféricas: una fría, una templada y una caliente; cada una correspondiente a un cuerpo gris. El flujo total está dado por:

$$F_\nu = F_\nu^h + F_\nu^w + F_\nu^c \quad (\text{A.3})$$

donde los superíndices h , w y c denotan las componentes caliente, templada y fría respectivamente. Además:

$$F_\nu^h = \Omega_h B_\nu(T_h)(1 - e^{-N_h \sigma_\nu}) e^{-(N_c + N_w) \sigma_\nu / 2} \quad (\text{A.4})$$

$$F_\nu^w = \Omega_w B_\nu(T_w)(1 - e^{-N_w \sigma_\nu}) e^{-N_c \sigma_\nu / 2} \quad (\text{A.5})$$

$$F_\nu^c = \Omega_c B_\nu(T_c)(1 - e^{-(\nu/\nu_0)^\beta}) \quad (\text{A.6})$$

Un buen ajuste de este modelo requiere tener coeficientes de absorción de polvo para este tipo de regiones. Estos están representados por la sección eficaz por molécula de hidrógeno $\sigma_\nu = R_{\text{dg}} \mu m_{\text{H}} \kappa_\nu$, con R_{dg} la razón de polvo a gas típicamente de 0.01, μ el peso atómico medio igual a 2.33, m_{H} la masa del hidrógeno y κ_ν la opacidad del polvo obtenida de [Weingartner and Draine \(2001\)](#) con $R_V = 5.5$.

A.3 Modelos pre-computados

Usamos las librerías de modelos de transporte radiativo en dos dimensiones previamente computados, presentadas en [Robitaille et al. \(2007\)](#). Se poseen 200000 modelos computados, con masas estelares entre 0.1 y 50 M_\odot , edades estelares entre 10^3 y 10^7 años, y radios estelares y temperaturas derivadas de la masa y la edad utilizando tracks evolutivos. Los parámetros del disco y la envoltura dependen de los parámetros de la fuente central (edad y masa).

En la figura [A.1](#) se muestra un ajuste de SED para IRAS 14095-6102, el modelo corresponde al mejor ajuste para esta fuente. Ajustamos la fuente IRAS 14095-6102 utilizando todos los puntos fotométricos. Considerando los ocho mejores ajustes, esta fuente tendría una edad entre $4.5 - 8.2 \times 10^4$ años, una masa estelar entre $14.7 - 24.2 M_\odot$, una temperatura estelar entre $28932 - 37968$ K, un anillo o disco de radio interno entre $27.3 - 50.4$ U.A. y radio externo de $27.8 - 122.0$ U.A., y una envoltura de radio externo 10^5 U.A o 0.49 pc. Este último es consistente con los radios determinados con las observaciones de SIMBA y LABOCA. En la tabla [A.1](#) se encuentran los parámetros determinados por los mejores ajustes¹.

Estos resultados nos permiten aproximar los valores de parámetros que no conocemos de los otros modelos (como la edad). La edad determinada es consistente con que son objetos jóvenes. Sin embargo, las diferencias de temperatura y masas estelares de los modelos es amplia, esto no nos permite determinar que tipo de estrella se esta formando en el interior de la nube. Variaciones menores en temperatura producen un gran cambio en luminosidad, lo que termina cambiando las propiedades del objeto en el interior de la nube. Los modelos obtenidos por [Robitaille et al. \(2007\)](#) están desarrollados para protoestrellas de baja masa. Además, lo que más nos importa son las propiedades de la envoltura, por lo que estamos limitados por la cantidad de modelos pre-computados con

¹Dentro de los diez mejores ajustes se encuentran modelos con las mismas características físicas pero con distinta extinción interestelar e inclinación, por lo que los modelos repetidos los consideramos una vez.

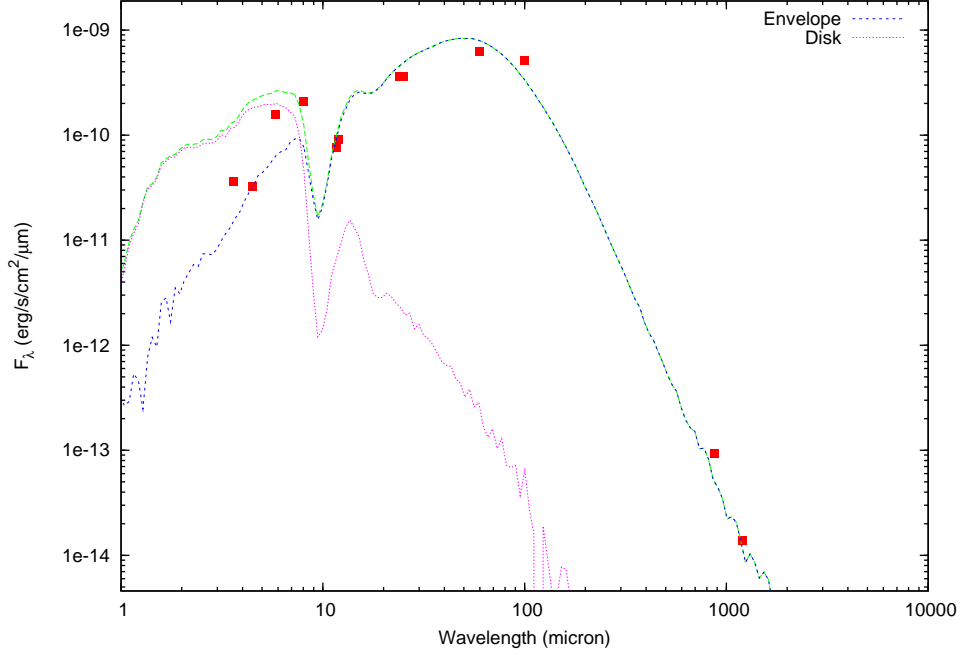


Figura A.1: Ajuste de SED para IRAS 14095-6102 según el modelo de Robitaille.

χ^2	Stellar Parameters				Envelope	Disk	
	Age (10^4 yr)	Mass (M_{\odot})	Radius (R_{\odot})	Temperature (K)	Outer Radius (pc)	Inner Radius (AU)	Outer Radius (AU)
10.4	4.5	14.7	6.5	28932	0.48	27.3	27.8
14.4	8.2	23.7	6.3	37628	0.48	38.2	38.4
17.6	2.1	22.9	8.7	33502	0.48	23.9	61.2
18.3	1.6	21.8	16.3	23884	0.48
18.4	3.0	19.4	7.2	32315	0.48	50.4	50.9
18.6	2.5	19.2	10.0	28566	0.48	19.9	122.0
18.7	6.6	21.3	5.9	36289	0.48	19.4	41.8
21.1	6.7	24.2	6.3	37968	0.48	27.0	34.2

 Tabla A.1: Parámetros obtenidos del ajuste de los modelos de Robitaille al SED para IRAS 14095-6102 ordenados de menor a mayor χ^2 .

una envoltura tal que nos permita ajustar la SED, es más, no hay modelos con envoltura mayores a 0.48 pc.

Nuevos modelos obtenidos usando el código Monte Carlo HYPERION² (Robitaille, 2011) serán publicados en 2012.

²<http://www.hyperion-rt.org/>

A.4 DUSTY

DUSTY (Ivezic and Elitzur, 1997) es un programa desarrollado por Zeljko Ivezic, Maia Nenkova y Moshe Elitzur, el cual resuelve la ecuación de transporte radiativo para una nube con simetría esférica compuesta por gas y polvo calentada por una fuente central.

A.4.1 Parámetros iniciales y de salida

Los parámetros iniciales fijos para todos los modelos son: composición química del polvo, utilizamos una mezcla que contiene solo granos de polvo, y distribución de tamaño de los granos, utilizamos el MRN estándar (Mathis, Rumpl, and Nordsieck, 1977). Los parámetros que variamos en nuestros modelos son:

Fuente de radiación: utilizamos un cuerpo negro de temperatura 20000 K. Este parámetro determina la luminosidad de la fuente y el tamaño de la nube, ya que determina la distancia (r_1) a la cual la temperatura del borde interno es igual a la ingresada.

Temperatura del polvo en el límite interior (T_1): este valor determina el flujo interno que ingresa a la nube de polvo (F_{e1}). Además, r_1 es tal que $T(r_1) = T_1$. Este parámetro determina el flujo bolométrico para una profundidad óptica dada, es decir, determina el área de la SED.

Distribución de densidad: la densidad esta definida por $\eta \propto y^{-p}$ con $y = r/r_1$, y el tamaño de la nube por $R = Y \times r_1$ con Y el tamaño relativo. Utilizamos distintos tipos de potencias, $p = 0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$. Para un grupo de parámetros definido, el máximo de la emisión se encuentra en longitudes de onda más corta si p es mayor. Esto se observa en la última columna de la tabla A.2 para los modelos que ajustan todos los puntos del SED.

Profundidad óptica: elegimos modelos con profundidad óptica en $870 \mu\text{m}$ que van desde 0.003 a 0.01 (Garay et al., 2007). Este parámetro nos permite determinar a que longitud de onda está el máximo de la emisión. Mientras mayor sea la profundidad óptica el máximo de la emisión se desplaza hacia longitudes de onda mayores.

Como primera elección de estos parámetros de entrada se utilizaron valores que están aceptados como característicos en la literatura. Posteriormente se variaron para poder ajustar la SED.

El programa entrega la SED para cada set de parámetros y la imagen para longitudes de onda dadas. Otros parámetros que entrega son: perfiles de temperatura, perfiles de densidad, profundidades ópticas de distintas longitudes y perfiles de profundidades ópticas, además de radios totales para una luminosidad dada y flujos bolométricos. En la figura A.2 podemos ver un ejemplo del output del programa. Notar que la SED está normalizada por el flujo bolométrico, por lo que para ajustar nuestro modelo debemos re-escalarla a las unidades correspondientes.

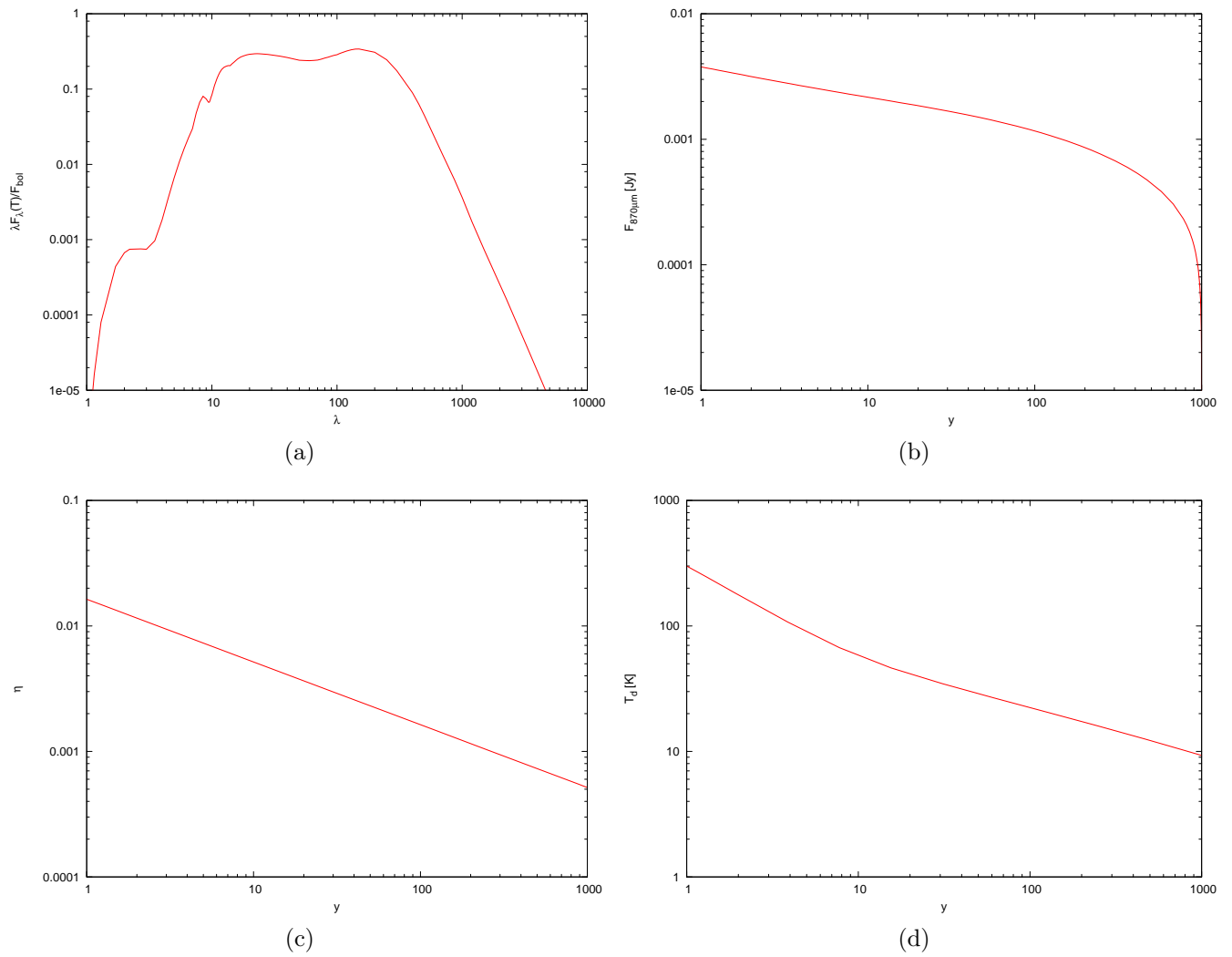


Figura A.2: Resultados para un modelo computado por DUSTY, con: $\eta \propto y^{-0.5}$, $\tau_{870\mu\text{m}} = 1 \times 10^{-3}$, $T_1 = 300 \text{ K}$ y $T_{BB} = 20000 \text{ K}$. (a) corresponde al SED normalizado, (b) es el perfil radial de flujo, (c) es el perfil radial de densidad y (d) es el perfil radial de temperatura del polvo. Estos tres últimos en función del radio adimensional.

p	χ^2	χ^2 $\lambda \geq 60\mu\text{m}$	$\tau_{870\mu\text{m}}$ ($\times 10^{-3}$)	T_1 (K)	Y	r_1 (pc)	R (pc)	F_{bol} ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	$\lambda_{\text{peak}}^{(a)}$ (μm)
0	0.1	0.1	1.4	500	400	1.2×10^{-3}	0.5	9.58×10^{-8}	13.6
	0.9	0.3	2.2	400	200	2.0×10^{-3}	0.4	8.01×10^{-8}	69.4
	7.7	0.4	3.0	400	200	2.0×10^{-3}	0.4	7.76×10^{-8}	75.0
0.5	0.1	0.1	4.8	300	100	3.9×10^{-3}	0.4	7.01×10^{-8}	70.2
	1.1	0.3	2.2	500	400	1.4×10^{-3}	0.6	8.35×10^{-8}	7.0
	2.8	3.2	2.6	300	100	3.9×10^{-3}	0.4	7.35×10^{-8}	59.7
1	0.1	0.1	10.0	400	200	2.3×10^{-3}	0.5	6.35×10^{-8}	70.5
	1.1	1.5	3.8	500	500	1.5×10^{-3}	0.7	7.36×10^{-8}	50.2
	2.6	1.4	3.0	300	200	3.9×10^{-3}	0.8	7.43×10^{-8}	49.7
1.5	0.2	0.2	14.6	300	200	4.1×10^{-3}	0.8	6.07×10^{-8}	70.2
	3.5	4.6	4.1	300	600	4.0×10^{-3}	2.4	6.62×10^{-8}	45.6
	5.4	6.6	4.8	400	800	2.3×10^{-3}	1.8	6.97×10^{-8}	45.0
2	1.1	1.1	20.0	300	2000	4.2×10^{-3}	8.4	5.45×10^{-8}	65.2
	13.9	18.9	6.6	300	2000	4.1×10^{-3}	8.1	5.93×10^{-8}	49.2
	30.2	31.1	3.5	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	7.73×10^{-8}	39.7

Notas. ^(a) Longitud de onda del máximo del SED.

Tabla A.2: Parámetros utilizados en los mejores ajustes de DUSTY al SED de IRAS 14095-6102. Para cada p , la primera fila corresponde al mejor ajuste usando los puntos fotométricos con $\lambda \geq 60\mu\text{m}$, la segunda usando los puntos con $\lambda \geq 12\mu\text{m}$ y la tercera fila usando todos los puntos fotométricos.

A.4.2 Ajuste del SED

El output del programa entrega $\lambda F_\lambda(T) / \int F_\lambda(T) d\lambda$, por lo que debemos re-escalar la SED. Para esto, calculamos un factor utilizando los puntos con $\lambda \geq 60\mu\text{m}$ de tal forma que:

$$\sum_i \Delta\lambda_i (F_{\lambda_i}^{obs} - c f_{\lambda_i}^{mod}) = 0 \quad (\text{A.7})$$

donde $\Delta\lambda$ corresponde al ancho de banda en la longitud de onda λ , F_λ^{obs} el flujo observado, $f_\lambda^{mod} = F_\lambda^{mod} / \int F_\lambda(T) d\lambda$ el flujo normalizado dado por el modelo y c el factor que buscamos. Este factor representa el flujo bolométrico del objeto.

Como ejemplo presentamos el ajuste de IRAS 14095-6102. Para ajustar la SED calculamos distintos modelos variando la temperatura en el borde interior, el tamaño y el perfil de densidad de la nube. Para elegir los modelos que mejor ajustan las observaciones consideramos aquellos con menor χ^2 (definido según Robitaille et al. (2007)), calculado para tres rangos de longitudes de onda: $\lambda \geq 60\mu\text{m}$, $\lambda \geq 12\mu\text{m}$ y todos los puntos fotométricos. En la figura A.3 se presentan los mejores ajustes para modelos con $p = 0, 0.5, 1.0, 1.5, 2$, y los respectivos parámetros derivados de estos ajustes se encuentran en la tabla A.2.

Los modelos con densidades que van como r^{-0} y r^{-2} demostraron no ajustar bien las SEDs:

- a) En el caso de $p = 0$, ajustando los puntos con $\lambda \geq 60\mu\text{m}$ vemos que el máximo de la emisión se encuentra en longitudes de onda menores que $25\mu\text{m}$ lo que difiere de las

observaciones (figura A.3a), las cuales muestran que el máximo se encontraría entre 25 y 100 μm para esta fuente. Además, los puntos con longitudes de onda en el rango $\sim 10 \leq \lambda \leq 40 \mu\text{m}$ están sobre-estimados por el modelo, por un factor ~ 10 para $\lambda \sim 12 \mu\text{m}$. Si consideramos los otros puntos para el ajuste (figuras A.3c y A.3e), vemos que aquellos puntos con $\lambda > 100 \mu\text{m}$ se alejan aún más del modelo. Luego, para que los puntos que representan a la envoltura quedasen bien ajustados, se necesitarían valores de $\tau_{870\mu\text{m}}$ menores a 10^{-3} y, por consiguiente, estaríamos sobre estimando los valores de longitudes de onda más cortas.

- b) En el caso de $p = 2$, podemos ver que hay un sólo modelo con los mismos parámetros de temperatura interior y tamaño relativo que ajusta los puntos, en consecuencia, aquellos modelos con mayores valores de $\tau_{870\mu\text{m}}$ son los que ajustan mejor la envoltura (figura A.3a). Sin embargo, aquellas observaciones con $\lambda < 60 \mu\text{m}$ son notoriamente subestimadas por el modelo.

Los modelos con distribuciones de densidad con $p = 0.5, 1.0, 1.5$ son los que mejor ajustan las observaciones de esta fuente (figura A.3). Además, es necesario considerar todos los puntos fotométricos para obtener el mejor ajuste de la SED. Los resultados del ajuste de todas las fuentes se encuentran en la tabla A.3, estos corresponden a los ajustes con menor χ^2 considerando todos los puntos fotométricos.

Comparamos las imágenes utilizando los valores de los exponentes en la distribución radial de flujo determinados a partir de las observaciones. Para ello es necesario convolucionar la imagen de DUSTY con el FWHM del haz del instrumento y escalar la imagen de tal forma que el flujo integrado sea igual al flujo dado por el SED a la longitud de onda respectiva. Para determinar el factor por el cual escalar, la integral del perfil observado y la del modelo deben ser iguales sobre el rango en b en que se calcula el exponente. Los exponentes observados se muestran en la tabla A.4.

Como primera opción utilizamos los modelos con menor χ^2 al ajustar la SED, los perfiles se muestran en las figuras A.4a y A.4b, en este caso vemos que:

- los modelos con $p = 0$ y $p = 0.5$ subestiman el radio de la nube, debido a esto no podemos dar un valor de la pendiente medida en el mismo rango en b .
- el modelo con $p = 1.0$ subestima el radio de la nube en 870 μm y su pendiente se acerca a la observada. Este es el ajuste del SED con menor χ^2 .
- en el modelo con $p = 1.5$ el ajuste del radio de la nube es el más acorde.
- en el modelo con $p = 2$ la pendiente es cercana a la observada, sin embargo el radio de la nube es sobre estimado.

Si consideramos los modelos con radio dentro de cierto rango cercano al radio máximo observado, en este caso entre 100'' y 200'', y posteriormente seleccionamos aquellos con menor χ^2 en el SED (figuras A.4c, A.4d y A.4e, tabla A.4), encontramos:

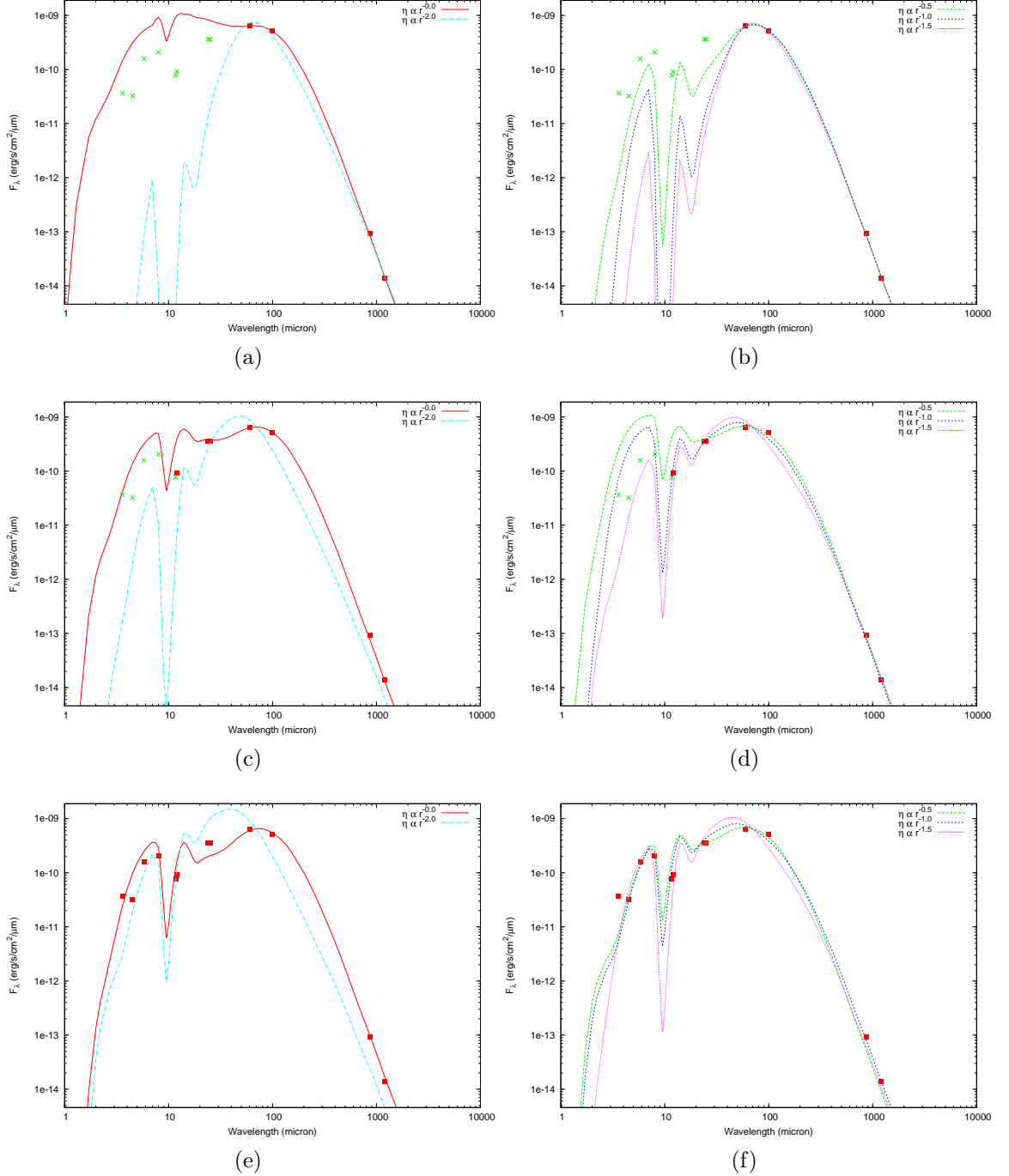


Figura A.3: SEDs con menor χ^2 para IRAS 14095-6102, ajustadas con modelos de DUSTY utilizando los parámetros en la tabla A.2. En la primera columna modelos con $p = 0.0, 2.0$ y en la segunda los modelos con $p = 0.5, 1.0, 1.5$. El primer SED de cada columna corresponde a los modelos con menor χ^2 en base a los puntos con $\lambda \geq 60 \mu\text{m}$, el segundo corresponde a los puntos con $\lambda \geq 12 \mu\text{m}$ y el último considera todos los puntos.

Source	p	χ^2	$\tau_{870\mu\text{m}}$ ($\times 10^{-3}$)	T_1 (K)	Y	r_1 (pc)	R (pc)	F_{bol} ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	λ_{peak} (μm)
12383-6128	0.0	10.1	1.9	300	200	3.5×10^{-3}	0.7	9.5×10^{-7}	14.6
	0.5	13.1	2.2	300	300	3.8×10^{-3}	1.1	9.3×10^{-7}	14.2
	1.0	6.0	2.3	300	400	3.9×10^{-3}	1.6	8.4×10^{-7}	44.5
	1.5	11.7	4.1	500	7000	1.5×10^{-3}	10.4	8.0×10^{-7}	39.7
	2.0	53.4	3.0	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	8.1×10^{-7}	35.7
14095-6102	0.0	7.7	3.0	400	200	2.0×10^{-3}	0.4	7.8×10^{-7}	75.0
	0.5	2.8	2.6	300	100	3.9×10^{-3}	0.4	7.4×10^{-7}	59.7
	1.0	2.6	3.0	300	200	3.9×10^{-3}	0.8	7.4×10^{-7}	49.7
	1.5	5.4	4.8	400	800	2.3×10^{-3}	1.8	7.0×10^{-7}	45.0
	2.0	30.2	3.5	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	7.7×10^{-7}	39.6
14593-5852	0.0	11.6	2.6	300	200	3.5×10^{-3}	0.7	1.7×10^{-6}	80.6
	0.5	9.7	2.6	300	100	3.9×10^{-3}	0.4	1.3×10^{-6}	59.7
	1.0	6.2	3.0	300	200	3.9×10^{-3}	0.8	1.3×10^{-6}	49.7
	1.5	16.2	3.0	300	700	4.0×10^{-3}	2.8	1.3×10^{-6}	40.5
	2.0	54.5	3.0	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	1.5×10^{-6}	35.7
15394-5358	0.0	6.8	2.2	500	600	1.2×10^{-3}	0.7	7.4×10^{-7}	14.2
	0.5	2.5	2.2	500	700	1.4×10^{-3}	1.0	7.1×10^{-7}	7.0
	1.0	12.2	2.8	600	2000	1.0×10^{-3}	2.1	7.1×10^{-7}	6.3
	1.5	35.4	3.0	500	7000	1.5×10^{-3}	10.4	7.3×10^{-7}	34.3
	2.0	116.6	2.2	300	2000	4.0×10^{-3}	7.9	7.6×10^{-7}	30.0
15502-5302	0.0	45.5	2.6	400	200	2.0×10^{-3}	0.4	9.3×10^{-6}	74.1
	0.5	24.8	2.6	300	100	3.9×10^{-3}	0.4	8.7×10^{-6}	59.7
	1.0	16.6	2.6	300	100	3.9×10^{-3}	0.4	8.6×10^{-6}	45.4
	1.5	26.0	3.0	300	200	4.0×10^{-3}	0.8	8.7×10^{-6}	40.5
	2.0	55.5	3.0	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	9.9×10^{-6}	35.7
15520-5234	0.0	53.5	4.8	400	200	2.1×10^{-3}	0.4	9.9×10^{-6}	80.8
	0.5	21.7	4.3	300	100	3.9×10^{-3}	0.4	8.6×10^{-6}	65.9
	1.0	10.1	4.3	300	100	4.0×10^{-3}	0.4	7.7×10^{-6}	55.2
	1.5	10.9	4.8	300	200	4.0×10^{-3}	0.8	7.7×10^{-6}	49.7
	2.0	17.6	4.8	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	8.2×10^{-6}	44.4
15596-5301	0.0	12.1	4.1	400	200	2.1×10^{-3}	0.4	1.1×10^{-6}	79.9
	0.5	5.3	3.8	300	100	3.9×10^{-3}	0.4	1.0×10^{-6}	65.1
	1.0	9.7	4.1	300	200	3.9×10^{-3}	0.8	1.0×10^{-6}	55.2
	1.5	18.9	4.1	300	500	4.0×10^{-3}	2.0	9.6×10^{-7}	45.6
	2.0	41.4	4.1	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	1.0×10^{-6}	40.5
16128-5109	0.0	14.3	1.9	400	200	2.0×10^{-3}	0.4	5.6×10^{-6}	14.0
	0.5	10.3	2.1	300	100	3.8×10^{-3}	0.4	5.3×10^{-6}	14.2
	1.0	5.1	2.6	400	200	2.2×10^{-3}	0.4	5.2×10^{-6}	44.6
	1.5	10.2	3.0	400	500	2.3×10^{-3}	1.1	5.8×10^{-6}	35.7
	2.0	27.1	2.6	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	6.2×10^{-6}	34.9
16272-4837	0.0	21.8	4.1	400	200	2.1×10^{-3}	0.4	7.9×10^{-7}	79.9
	0.5	19.4	4.8	300	200	3.9×10^{-3}	0.8	8.4×10^{-7}	75.5
	1.0	10.2	6.2	400	400	2.2×10^{-3}	0.9	6.9×10^{-7}	60.0
	1.5	45.8	11.1	600	7000	1.1×10^{-3}	7.6	6.2×10^{-7}	55.0
	2.0	149.4	7.8	300	2000	4.1×10^{-3}	8.1	5.7×10^{-7}	50.1
16458-4512	0.0	8.0	3.5	400	200	2.0×10^{-3}	0.4	1.2×10^{-6}	75.9
	0.5	4.9	3.4	300	100	3.9×10^{-3}	0.4	1.1×10^{-6}	64.3
	1.0	4.3	3.5	300	200	3.9×10^{-3}	0.8	1.1×10^{-6}	50.9
	1.5	9.2	3.5	300	700	4.0×10^{-3}	2.8	1.1×10^{-6}	44.6
	2.0	30.5	3.5	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	1.2×10^{-6}	39.6

Tabla A.3: Parámetros de los mejores ajustes para todas las fuentes usando DUSTY.

Source	p	χ^2	$\tau_{870\mu\text{m}}$ ($\times 10^{-3}$)	T_1 (K)	Y	r_1 (pc)	R (pc)	F_{bol} ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	λ_{peak} (μm)
16524-4300	0.0	12.2	3.5	400	200	2.0×10^{-3}	0.4	1.1×10^{-6}	75.9
	0.5	7.7	3.5	400	200	2.2×10^{-3}	0.4	1.1×10^{-6}	64.8
	1.0	1.7	3.8	400	400	2.2×10^{-3}	0.9	1.1×10^{-6}	50.0
	1.5	12.3	4.1	400	800	2.3×10^{-3}	1.8	1.1×10^{-6}	40.9
	2.0	48.4	3.5	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	1.1×10^{-6}	39.6
16547-4247	0.0	24.7	5.7	400	200	2.1×10^{-3}	0.4	3.0×10^{-6}	85.0
	0.5	12.2	5.5	300	100	3.9×10^{-3}	0.4	2.6×10^{-6}	74.4
	1.0	6.6	7.0	400	200	2.3×10^{-3}	0.5	2.2×10^{-6}	65.0
	1.5	17.7	7.8	400	800	2.3×10^{-3}	1.8	2.2×10^{-6}	55.0
	2.0	58.1	6.6	300	2000	4.1×10^{-3}	8.1	2.1×10^{-6}	49.2
17008-4040	0.0	14.1	2.2	400	200	2.0×10^{-3}	0.4	4.5×10^{-6}	69.4
	0.5	9.0	2.6	300	100	3.9×10^{-3}	0.4	4.1×10^{-6}	59.7
	1.0	7.0	3.0	400	300	2.2×10^{-3}	0.7	4.3×10^{-6}	45.6
	1.5	17.3	3.0	300	600	4.0×10^{-3}	2.4	4.2×10^{-6}	40.5
	2.0	47.5	3.0	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	4.7×10^{-6}	35.7
17009-4042	0.0	12.2	3.0	300	200	3.6×10^{-3}	0.7	6.7×10^{-6}	84.4
	0.5	5.8	3.0	300	100	3.9×10^{-3}	0.4	5.1×10^{-6}	60.5
	1.0	5.2	3.5	300	200	3.9×10^{-3}	0.8	5.1×10^{-6}	50.9
	1.5	13.5	3.5	300	600	4.0×10^{-3}	2.4	5.0×10^{-6}	44.6
	2.0	43.4	3.5	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	5.5×10^{-6}	39.6
17016-4124	0.0	30.5	4.8	300	200	3.6×10^{-3}	0.7	4.5×10^{-6}	90.0
	0.5	16.2	4.8	300	100	3.9×10^{-3}	0.4	3.2×10^{-6}	70.2
	1.0	8.8	4.8	300	200	4.0×10^{-3}	0.8	3.1×10^{-6}	59.6
	1.5	6.8	6.6	400	800	2.3×10^{-3}	1.8	2.9×10^{-6}	50.1
	2.0	22.8	5.7	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	2.8×10^{-6}	45.3
17158-3901	0.0	5.9	3.5	400	300	2.0×10^{-3}	0.6	2.1×10^{-6}	80.7
	0.5	7.4	3.5	300	200	3.9×10^{-3}	0.8	1.9×10^{-6}	65.9
	1.0	12.1	3.4	300	400	3.9×10^{-3}	1.6	1.8×10^{-6}	50.7
	1.5	26.2	3.5	300	700	4.0×10^{-3}	2.8	1.7×10^{-6}	44.6
	2.0	65.9	3.5	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	1.8×10^{-6}	39.6
17271-3439	0.0	11.6	3.0	300	200	3.6×10^{-3}	0.7	7.9×10^{-6}	84.4
	0.5	9.4	3.4	300	100	3.9×10^{-3}	0.4	5.9×10^{-6}	64.3
	1.0	3.8	3.5	300	300	3.9×10^{-3}	1.2	6.3×10^{-6}	54.1
	1.5	6.9	3.5	300	700	4.0×10^{-3}	2.8	5.9×10^{-6}	44.6
	2.0	33.0	3.5	300	2000	4.0×10^{-3}	8.0	6.5×10^{-6}	39.6

Tabla A.3: continuación.

- los modelos con $p = 0$ y $p = 0.5$ presentan un exponente de 0.7 y 0.8 para LABOCA y SIMBA. Por lo tanto, su pendiente se aleja demasiado de las observaciones. Además, el flujo de SIMBA y LABOCA es sobre estimado por ambos modelos, lo que se traduce en un mayor χ^2 (34.9 y 20.1 respectivamente).
- el modelo con $p = 1.0$ presenta un exponente menor al observado, de valor 1.2, sin embargo, es uno de los modelos que mejor ajusta el SED ($\chi^2 = 3.8$).
- el modelo con $p = 1.5$ presenta un exponente de 1.3, el cual sigue estando fuera de los márgenes de los errores, también presenta un buen χ^2 (5.4) al igual que el modelo con $p = 1.0$.

Source	Best fit	870 μm		1200 μm	
	p	$\alpha_{obs}^{(*)}$	α_{mod}	$\alpha_{obs}^{(a)}$	α_{mod}
12383-6128	1.0	-0.9 \pm 0.2	-0.8	-0.9 \pm 0.4	-0.7
14095-6102	1.0	-2.0 \pm 0.6	-1.2	-2.3 \pm 0.6	-1.2
14593-5852	1.0	-1.4 \pm 0.5	-0.9	-1.4 \pm 0.4	-0.8
15394-5358	0.5	-2.3 \pm 0.5	-0.8	-1.9 \pm 0.8	-0.7
15502-5302	1.5	-1.6 \pm 0.5	-1.2	-1.5 \pm 0.2	-1.1
15520-5234	1.5	-2.2 \pm 0.2	-1.2	-2.1 \pm 0.1	-1.2
15596-5301	1.0	-2.8 \pm 0.2	-1.0	-2.3 \pm 0.1	-1.0
16128-5109	1.0	-1.4 \pm 0.5	-0.8	-1.3 \pm 0.3	-0.8
16272-4837	1.0	-2.8 \pm 0.2	-1.0	-2.2 \pm 0.5	-1.0
16458-4512	1.5	-1.9 \pm 1.2	-1.2	-1.4 \pm 0.3	-1.2
16524-4300	1.0	-2.1 \pm 0.2	-1.0	-1.8 \pm 0.2	-0.9
16547-4247	1.0	-2.4 \pm 0.3	-1.2	-2.2 \pm 0.2	-1.2
17008-4040	1.0	-1.4 \pm 0.3	-0.9	-1.2 \pm 0.3	-0.9
17009-4042	1.0	-1.6 \pm 0.2	-0.8	-1.6 \pm 0.2	-0.8
17016-4124	1.5	-1.7 \pm 0.4	-1.2	-1.7 \pm 0.4	-1.2
17158-3901	0.5	-2.2 \pm 0.5	-0.8	-1.9 \pm 0.9	-0.8
17271-3439	1.0	-1.6 \pm 0.4	-0.8	-1.6 \pm 0.3	-0.8

Notas. ^(a) Valores correspondientes a perfiles derivados usando anillos elípticos.

Tabla A.4: exponentes de la ley de potencia de densidad (p), de la distribución radial de flujo (α) observados y del modelo de DUSTY con menor χ^2 .

- el modelo con $p = 2.0$ su exponente es muy cercano a la observado (1.8), lo que se encuentra dentro de los márgenes de error, sin embargo, es el que presenta un SED con el mayor χ^2 (42.9) debido a que subestima los flujos de SIMBA y LABOCA.

El ajuste simultáneo del SED y de la distribución radial de flujo no fue posible para la fuente que hemos estado analizando. Sin embargo, en la tabla A.4 podemos ver que existen modelos donde es posible realizar este ajuste simultáneamente.

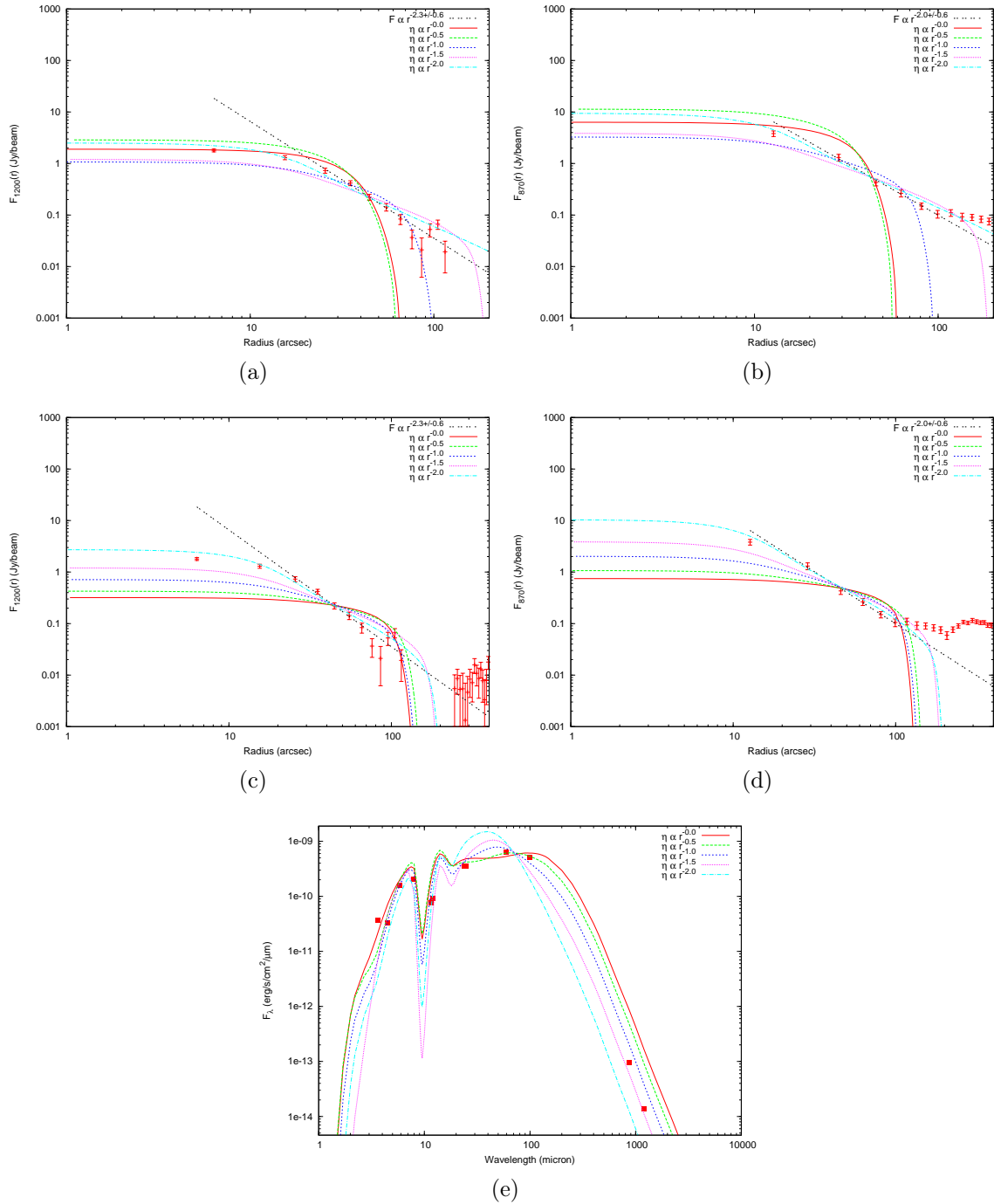


Figura A.4: Ajustes de IRAS 14095-6102 usando DUSTY. (a) y (b) corresponden a los perfiles radiales de los modelos seleccionados a partir del mejor ajuste del SED, (c) y (d) corresponden a los modelos que mejor ajustan el radio de la nube y el SED, (e) corresponde al SED de estos últimos.

Apéndice B

Códigos de transporte radiativo

B.1 Procedimiento

Analizamos 3 códigos de transporte radiativo: DUSTY¹, MC3D² y RADMC3D³. El primero entrega una solución escalada para la ecuación de transporte radiativo y fue nuestro código de referencia para las comparaciones. Los dos últimos efectúan un Monte Carlo para realizar el transporte radiativo. Para realizar nuestras comparaciones definimos un cascarón esférico de gas y polvo, con una temperatura interior de 300 K, calentado por una estrella con temperatura efectiva 18800 K (B3V).

Otro código de transporte radiativo es LIME⁴. Este código permite modelar la emisión continua de polvo y líneas moleculares. LIME utiliza el algoritmo *simpleX* (Ritzerveld and Icke, 2006) para calcular la propagación de fotones sobre una grilla no estructurada de Delaunay. No analizamos este código debido a que está en desarrollo.

Para realizar las comparaciones, calculamos distintos modelos con DUSTY, variando la distribución de densidad y la profundidad óptica a 870 μm . Las distribuciones de densidad siguen una ley de potencia ($n = n_0(r/r_0)^{-p}$), donde utilizamos valores para el exponente de 0, 1.5 y 2. Para cada uno de estos valores seleccionamos profundidades ópticas para determinar n_0 , con un factor ~ 10 entre ellas. El resultado dado por DUSTY (radio interior y radio exterior) fue usado como INPUT para los otros códigos.

B.2 INPUT/OUTPUT

Nuestro análisis de las nubes que deseamos ajustar nos entregan como parámetros la densidad n_0 , el exponente de la ley de potencias y el radio externo de la nube. Para el radio interno podemos hacer ciertas suposiciones que nos permiten estimarlo. Además, para encontrar n_0 debemos utilizar composiciones de granos de polvo representativas de estas regiones.

¹<http://www.pa.uky.edu/~moshe/dusty/>

²<http://www.astrophysik.uni-kiel.de/~star/index.php?seite=mc3d>

³<http://www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/software/radmc-3d/>

⁴<http://www.nbi.dk/~brinch/lime.html>

En el caso de DUSTY, el INPUT consiste en: fuente de calentamiento, espesor de la nube, temperatura de polvo en límite interior, composición del polvo, distribución de densidad y profundidades ópticas a una longitud de onda dada. La principal dificultad es obtener estos parámetros a partir de los datos observacionales. En particular, la temperatura en el borde interior no la conocemos y para obtenerla es necesario resolver un set de ecuaciones que dependen de la composición del polvo. Además, el escalamiento del modelo se debe hacer conociendo la luminosidad del objeto observado, que no conocemos a priori pero es posible estimar.

En MC3D, el input es: radios (interior y exterior), fuente de calentamiento, masa de polvo y composición de este. La masa de polvo es posible estimarla a partir de la distribución de densidad de este. La distribución no es un parámetro de entrada originalmente, sin embargo, el código es flexible y nos permite definirla a través del INPUT. En RADMC3D los parámetros de entrada son: radios (interior y exterior), fuente(s) de calentamiento y su posición, opacidades de polvo y distribución de densidad. En ambos casos las distribuciones de densidad fueron obtenidas a partir de los resultados de DUSTY y la masa de polvo a partir de los resultados de RADMC3D.

El OUTPUT en el cual estamos interesados principalmente es la distribución de temperatura, densidad y flujo (SED e imagen). Todos los códigos nos dan estas distribuciones, sin embargo, con MC3D no fue posible obtener el SED ni la imagen por un problema del código. En la figura B.1 tenemos una comparación entre los códigos con respecto a DUSTY, usando la distribución de temperatura. Podemos notar que a valores de n_0 mayores la discrepancia entre los modelos es menor. Esto es importante ya que son las densidades a las cuales trabajaremos.

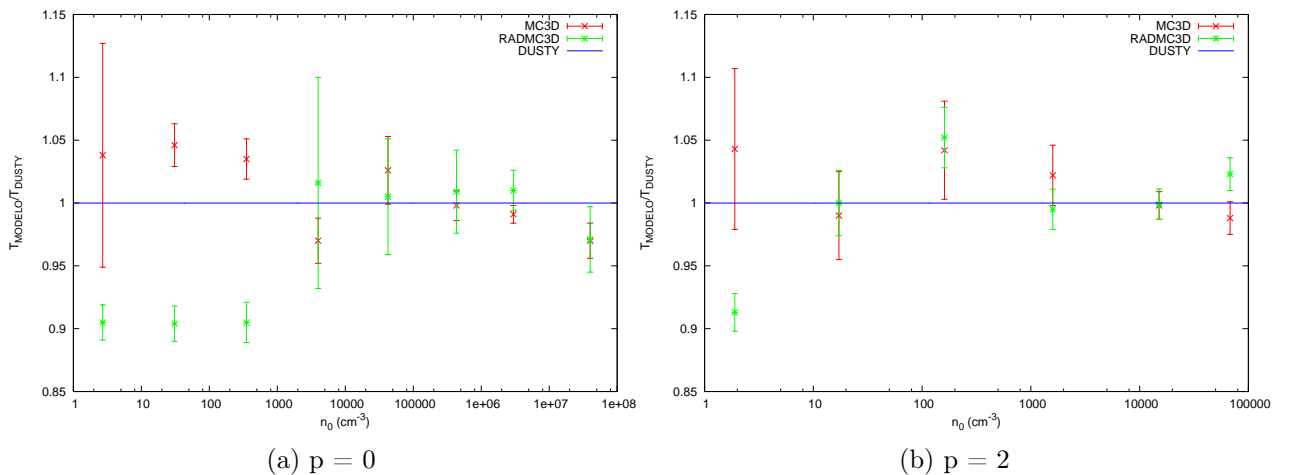


Figura B.1: Gráficos de comparación de los códigos RADMC3D y MC3D con respecto a DUSTY.

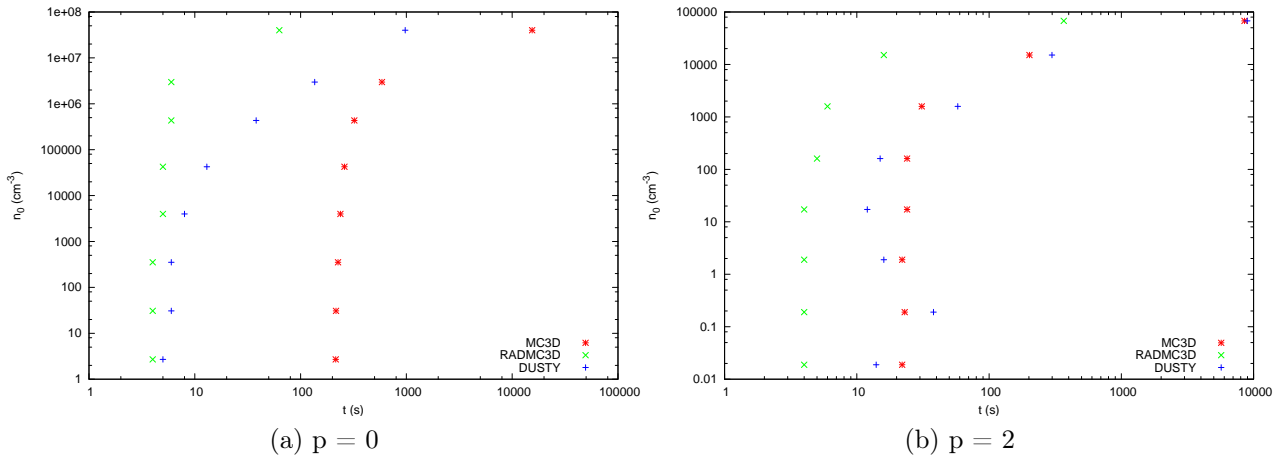


Figura B.2: Tiempo de ejecución de los códigos.

B.3 Tiempos de cálculo

Los mayores tiempos de computo se alcanzan a densidades mayores o a distribuciones de densidad con un exponente mayor. En la figura B.2 se muestran como varían los tiempos para distintos valores de n_0 . Los tiempos para RADMC3D y MC3D consideran sólo los cálculos de temperatura y para DUSTY se consideran los tiempos de cálculo de temperatura, SED e imagen.

Para una distribución de densidad dada, el código que más se demora es MC3D. Esto es una gran desventaja para este código, ya que este tiempo sólo considera el cálculo de temperaturas y no la obtención de imágenes y SED. El código más rápido es RADMC3D, aunque el tiempo sólo considera el cálculo de la distribución de temperatura se estima un tiempo de ~ 2 segundos por imagen, lo que se traduce en ~ 2 segundos por cada punto en la grilla de longitudes de onda del SED. Considerando esto el tiempo de ejecución de RADMC3D puede llegar a ser similar al de DUSTY.

La manera de ingresar el INPUT de los códigos varía, es por esto que debemos considerar este aspecto para elegir que programa usar. La integración más fácil se puede conseguir con RADMC3D. Este programa viene con un código en IDL para generar el INPUT necesario, el cual es traducible a otros lenguajes de programación. En el caso de DUSTY y MC3D la manera de ingresar el INPUT requiere de la edición o creación de un archivo de texto con una estructura más compleja que en RADMC3D. Los archivos de salida son manejables por cualquier lenguaje de programación.

B.4 INPUT

Considerando como parámetros de entrada R_{in} , R_{out} , n_0 y p , definimos $r_0 = (R_{in} + R_{out})/2$. Podemos obtener la masa del polvo a partir de (simetría esférica):

$$M_d = 4\pi\mu m_H n_0 r_0^p \int_{R_{in}}^{R_{out}} r^{-p+2} dr$$

La columna de densidad será:

$$N(b) = n_0 r_0^p \int_{-z_i}^{z_i} (b^2 + z^2)^{-p/2} dz$$

con $z_i = \sqrt{R_{out}^2 - b^2}$. Para determinar la temperatura en el borde interior debemos resolver:

$$\frac{16\pi\sigma R_{in}^2 T_1^4}{L_e} \approx \frac{q_{ae}}{q_{aP}(T_1)}$$

en el caso ópticamente delgado, con:

$$q_{ae} = \int q_{a\lambda} f_{e\lambda} d\lambda = \int q_{a\lambda} \frac{F_{e\lambda}}{F_e} d\lambda$$

y

$$q_{aP}(T) = \int q_{a\lambda} b_\lambda(T) d\lambda = \int q_{a\lambda} \frac{\pi}{\sigma T^4} B_\lambda(T) d\lambda$$

donde $q_{a\lambda} = q_\lambda(1 - \varpi_\lambda)/(1 - \varpi_{\lambda_0}) = \kappa_\lambda(1 - \varpi_\lambda)/[\kappa_{\lambda_0}(1 - \varpi_{\lambda_0})]$ es la eficiencia de absorción a la longitud de onda λ_0 .

Por otro lado, para convertir la densidad a profundidad óptica usamos:

$$\tau_\lambda = \mu m_H \kappa_\lambda n_0 r_0^p \int r^{-p} dl$$

para una línea de la visual a lo largo del eje ecuatorial ($b = 0$).

B.4.1 DUSTY

A continuación se muestra un ejemplo de los principales INPUT para DUSTY:

I PHYSICAL PARAMETERS

- 1) External radiation:
 - Spectrum = 1
 - Number of BB = 1
 - Temperatures = 18800 K
- 2) Dust Properties
 - 2.1 Chemical composition

```

optical properties index = 1
Abundances for supported grain types:
  Sil-0w Sil-0c Sil-DL grf-DL amC-Hn SiC-Pg
x = 0.00 0.00 0.53 0.47 0.00 0.00

```

2.2 Grain size distribution

```
- size distribution = 1 % standard MRN
```

2.3 Dust temperature on inner boundary:

```
- temperature = 300 K
```

3) Density Distribution

```
- density type = 1 %power law
- number of powers = 1
- shell's relative thickness = 200
- power = 0.0
```

4) Optical Depth

```
- grid type = 2 % log grid
- lambda0 = 870 micron % optical depth specified
- tau(min) = 1E-8 ; tau(max) = 5E-2 % for the visual wavelength
- number of models = 20
```

Otros parámetros no mostrados tienen relación a como se entrega el OUTPUT, ya sea entregado un solo documento por modelo para cierto OUTPUT o separando los distintos modelos. Los distintos modelos están definidos por la profundidad óptica visual.

B.4.2 MC3D

En este caso el INPUT está dado por:

```

1 # [simu_type]
1.0000000000000000 # [ref_unit]
[m] # [ref_unit_strg]
3.7259e+13 # [r_in], unit: [m]
7.4518e+15 # [r_ou], unit: [m]
1.0484e-4 # [mass], unit: [M_sun]
100 # [n_r]
1.0500000000000000 # [sf]
1 # [n_th]
1 # [n_ph]
1 # [star_par], 1:t/r, 2:t/l
18800.000000000000 # [t_star], unit: [K]
2644800000.0000000 # [r_star], unit: [m]
1 # [concept_ps]
1 # [n_dust]
3.0000000000000000 # [den_dust]
0.0000000000000000 # [sizexp]
2 # [aniiso]
mrn-1-50 # [dust_cat]
100000.000000000000 # [n_star_emi]
4000.0000000000000 # [distance], unit: [pc]
0 # [pre_ana]

```


El primer parámetro indica que se va a calcular la temperatura del polvo. El segundo y tercero se utilizan para determinar la unidad de referencia, en este caso metros, las alternativas son metros, unidad astronómica y parsec. Los siguientes parámetros son el radio interno, externo y la masa de polvo de la región. Los valores `n_r`, `n_th`, `n_ph` y `sf` determinan propiedades de la grilla para coordenadas esféricas ($\mathbf{r} = r, \mathbf{ph} = \phi, \mathbf{th} = \theta$). El valor `star_par` determina las propiedades conocidas de la estrella: temperatura y radio, o temperatura y luminosidad; en este caso fijamos temperatura y radio. Finalmente, se definen las propiedades del polvo en este caso usamos una especie de polvo con densidad (`den_dust`) de 3 g/cm^3 y con una distribución de tamaños MRN. La distancia es entregada pero no es ocupada en este caso.

B.4.3 RADMC3D

En este caso existe una serie de archivos que determinan el INPUT. Estos pueden ser generados a través de una tarea de IDL. Acá mostramos un INPUT para una envoltura de gas y polvo en coordenadas esféricas:

```

; Monte Carlo parameters
nphot    = 100000

; Grid parameters
nx       = 100L
ny       = 1L
nz       = 1L

; Model parameters
rin      = 3.7259d15
rout     = 7.4518d17
rho0     = 1.0252d-25 ;2.33*1.673532499d-24*1.0d2 / 100.0
prho     = -0.d0

; Star parameters
mstar    = 7.6*MS
rstar    = 3.8*RS
tstar    = 18800
pstar    = [0.,0.,0.]

; Make the coordinates
xi       = rin * (rout/rin)^(dindgen(nx+1)/(nx-1.d0))
yi       = [0.,0.]
zi       = [0.,0.]
xc       = 0.5d0 * ( xi[0:nx-1] + xi[1:nx] )

; Make the dust density model
rr       = xc
rhod     = rho0 * (rr/au)^prho

; Write the wavelength_micron.inp file
lambda0  = 1.0d-2
lambda1  = 0.1d0
lambda2  = 7.0d0
lambda3  = 25.d0

```

```

lambda4 = 1.0d4
n01      = 100
n12      = 20
n23      = 100
n34      = 100
lam01    = lambda0 * (lambda1/lambda0)^(dindgen(n01)/(1.d0*n01))
lam12    = lambda1 * (lambda2/lambda1)^(dindgen(n12)/(1.d0*n12))
lam23    = lambda2 * (lambda3/lambda2)^(dindgen(n23)/(1.d0*n23))
lam34    = lambda3 * (lambda4/lambda3)^(dindgen(n34)/(1.d0*(n34-1.d0)))
lambda   = [lam01,lam12,lam23,lam34]
nlam     = n_elements(lambda)

; Write the wavelength file
openw,1,'wavelength_micron.inp'
printf,1,nlam
for ilam=0,nlam-1 do printf,1,lambda[ilam]
close,1

; Write the stars.inp file
openw,1,'stars.inp'
printf,1,2
printf,1,1,nlam
printf,1,' '
printf,1,rstar,mstar,pstar[0],pstar[1],pstar[2]
printf,1,' '
for ilam=0,nlam-1 do printf,1,lambda[ilam]
printf,1,' '
printf,1,-tstar
close,1

; Write the grid file
openw,1,'amr_grid.inp'
printf,1,1                ; iformat
printf,1,0                ; AMR grid style (0=regular grid, no AMR)
printf,1,100              ; Coordinate system
printf,1,0                ; gridinfo
printf,1,1,0,0            ; Include x,y,z coordinate
printf,1,nx,1,1          ; Size of grid
for i=0,nx do printf,1,xi[i] ; X coordinates (cell walls)
for i=0,ny do printf,1,yi[i] ; Y coordinates (cell walls)
for i=0,nz do printf,1,zi[i] ; Z coordinates (cell walls)
close,1

; Write the density file
openw,1,'dust_density.inp'
printf,1,1                ; Format number
printf,1,nx*ny*nz         ; Nr of cells
printf,1,1                ; Nr of dust species
for iz=0,nz-1 do begin
  for iy=0,ny-1 do begin
    for ix=0,nx-1 do begin
      printf,1,rhod[ix,iy,iz]
    endfor
  endfor
endfor

```

```

close,1

; Dust opacity control file
openw,1,'dustopac.inp'
printf,1,'2           Format number of this file'
printf,1,'1           Nr of dust species'
printf,1,'=====',
printf,1,'1           Way in which this dust species is read'
printf,1,'0           0=Thermal grain'
printf,1,'weingartner   Extension of name of dustkappa_***.inp file'
printf,1,'-----',
close,1

; Write the radmc3d.inp control file
openw,1,'radmc3d.inp'
printf,1,'nphot = ',nphot
printf,1,'scattering_mode_max = 0'
close,1

```

Esta tarea genera los archivos: `wavelength_micron.inp`, `stars.inp`, `amr_grid.inp`, `dust_density.inp`, `dustopac.inp` y `radmc3d.inp`; los cuales determinan la grilla de longitudes de onda para el SED, la posición y propiedades de la(s) estrella(s), la grilla de posiciones donde deseamos calcular la temperatura, la densidad de polvo en cada punto de la grilla, las propiedades del polvo (especies y archivos con las opacidades) y los parámetros del Monte Carlo. Las unidades utilizadas están en el sistema *cgs* con excepción de las longitudes de onda que se encuentran en micrones.

B.5 OUTPUT

B.5.1 DUSTY

El OUTPUT principal es `<model>.out`, donde se encuentra los valores de r_1 para las distintas profundidades ópticas:

###	tau0	F1(W/m2)	r1(cm)	r1/rc	theta1	Td(Y)	err
###	1	2	3	4	5	6	7
1	1.00E-08	3.58E+01	9.25E+15	1.41E+04	6.90E+01	38	0
.
20	5.00E-02	2.25E+01	1.17E+16	1.78E+04	8.70E+01	10	3

=====

- (1) Optical depth at 8.7E+02 microns
- (2) Bolometric flux at the inner radius
- (3) Inner radius for L=1E4 Lsun
- (4) Ratio of the inner to the stellar radius
- (5) Angular size (in arcsec) when Fbol=1E-6 W/m2
- (6) Dust temperature at the outer edge (in K)
- (7) Maximum error in flux conservation (%)

Para comparar el OUTPUT con las observaciones es necesario re-escalar el modelo. Conociendo la luminosidad de la fuente podemos obtener el radio interior (suponiendo

que no lo poseemos) ya que $R_{in}^2/r_1^2 = L/(10^4 L_\odot)$.

Las imágenes están dadas en en archivo <modelo>.itb, en el se listan las distintas imágenes para longitudes de onda y profundidades ópticas dadas:

```
# =====
# model 1 RAW IMAGE
# -----
#      b          t(b)      12.00      25.00      60.00      100.00      450.00      870.00      1200.00
0.000E+00  1.000E+00  8.183E+06  1.917E+06  3.359E+05  1.212E+05  6.004E+03  1.607E+03  8.448E+02
7.095E-05  1.000E+00  8.183E+06  1.917E+06  3.359E+05  1.212E+05  6.004E+03  1.607E+03  8.448E+02
7.109E-05  2.000E+00  8.215E-04  1.440E-03  5.015E-04  1.391E-04  9.539E-07  8.509E-08  2.653E-08
...
```

en este caso tenemos la primera imagen correspondiente a una profundidad óptica a $870 \mu\text{m}$ igual a 1×10^{-8} para longitudes de onda iguales a 12, 25, 60, 100, 450, 870, 1200 μm . La primera columna corresponde al parámetro de impacto adimensional que se escala con r_1 o R_{in} ($b = b/r_1$) y la segunda columna corresponde a la profundidad óptica a lo largo de un camino con parámetro de impacto \mathbf{b} ($t(\mathbf{b}) = \tau(\mathbf{b})/\tau_\lambda(0)$, con $\tau_\lambda(0)$ dado por <modelo>.stb).

En el archivo <modelo>.rtb encontramos:

```
# =====
# model 1 RADIAL PROFILES
# -----
#      y          eta          t          tauF          epsilon          Td          rg
1.000E+00  5.025E-03  0.000E+00  0.000E+00  3.403E-06  3.000E+02  2.795E+02
1.414E+00  5.025E-03  2.081E-03  1.995E-06  7.648E-06  2.553E+02  2.795E+02
2.000E+00  5.025E-03  5.025E-03  4.817E-06  1.163E-05  2.189E+02  2.795E+02
...
```

correspondientes a: la distancia radial adimensional ($y = r/r_1$), la distribución de densidad ($\eta \propto y^{-p}$), el perfil radial de variación la profundidad óptica en la dirección \hat{r} ($\tau(y) = \tau_\lambda(0) \times t(y)$), el perfil de la profundidad óptica usando el flujo promedio, la fracción de calentamiento de los granos debido a la contribución del campo de radiación de la envoltura, la temperatura del polvo y la razón de presión de radiación a fuerza gravitacional por unidad de volumen:

$$\frac{F_{rad}}{F_{grav}} = \frac{3L}{16\pi GMcr_{gd}} \frac{\sum_i n_{d,i} a_i^2 \int Q_{i,\lambda} f_\lambda d\lambda}{\sum_i n_{d,i} \rho_{s,i} a_i^3}$$

con $\rho_{s,i} = 3 \text{ g/cm}^3$ la densidad de los granos, $n_{d,i}$ la densidad numérica de los granos con radio a_i y se considera que $L/M = 10^4 L_\odot/M_\odot$ y $r_{dg} = 200$.

Finalmente, en <modelo>.stb encontramos el SED:

```
# =====
# model 1 SPECTRUM
# -----
#      lambda      fTot      xAtt      xDs      xDe      fInp      tauT      albedo
1.000E-02  0.000E+00  9.994E-01  5.768E-04  0.000E+00  0.000E+00  1.043E-03  5.529E-01
1.500E-02  6.933E-17  9.995E-01  5.309E-04  0.000E+00  6.936E-17  1.046E-03  5.074E-01
```

```
2.000E-02  7.680E-12  9.995E-01  4.940E-04  0.000E+00  7.684E-12  1.006E-03  4.910E-01
...
```

donde la primera columna es la longitud de onda en micrones y la segunda corresponde al flujo normalizado:

$$f_{\text{Tot}} = \frac{\lambda F_{\lambda}}{\int_0^{\infty} F_{\lambda} d\lambda}$$

El SED se puede re-escalar a través de los puntos fotométricos, de tal forma que el flujo bolométrico corresponde al factor de escala. Conociendo esto podemos re-escalar la imagen a cierta longitud de onda de tal forma que el flujo integrado sea igual al flujo a esa longitud de onda dado por el SED. El resto de las columnas corresponden a la contribución fraccional al flujo total de: la radiación atenuada que ingresa a la nube (`xAtt`), la radiación dispersada (`xDs`) y la emisión de polvo (`xDs`); el espectro de la radiación que ingresa a la nube (`fInp`), la profundidad óptica total a la longitud de onda dada (`tauT`) y el albedo.

Para la lectura de las imágenes y SED, podemos utilizar el siguiente código escrito en Python:

```
import numpy as np
import Gnuplot, Gnuplot.funcutils

#SED
wavelength = np.loadtxt(<model>.stb, usecols=(0,1))
fTot = wavelength[:,1]
wavelength = wavelength[:,0] #micrones

#Imagen (ej a 1200 micrones)
b = np.loadtxt(<model>.itb, usecols=(0,8))
flujo = b[:,1] #J/beam
b = b[:,0]

#Graficos
g = Gnuplot.Gnuplot(debug=0)
g.('set logscale xy')
g.plot(Gnuplot.Data(wavelength,fTot,title='SED',with_='lines')) #SED
g.hardcopy('SED.ps', enhanced=1, color=1)
g.plot(Gnuplot.Data(b,flujo,title='Imagen',with_='lines')) #imagen
g.hardcopy('imagen.ps', enhanced=1, color=1)
```

Para ejecutar el código son necesarios los paquetes `numpy` y `Gnuplot.py`.

B.5.2 MC3D

En este caso como OUTPUT se obtiene: SED, imagen y distribución de temperatura del polvo. En el caso de la distribución de temperatura el resultado es una lista con la distribución radial en unidades físicas (especificadas en el INPUT). Es decir a través del archivo de texto `<modelo>.temp.1D.1`:

```
# Temperature distribution
# -----
# r [[m] ], T [K]
```

```

38679396462525.359      82.902043321673631
41591209210702.344      202.92845393464867
44648612596288.188      292.36127546374007
...

```

Si la distribución de densidad no fuera simétrica se entrega la distribución de cada eje.

B.5.3 RADMC3D

Entre los OUTPUTs tenemos: temperatura del polvo (`dust_temperature.dat`), espectro y/o SED (`spectrum.out`), imágenes (`image.out`). La estructura del archivo de la temperatura es:

```

      1
     100
      1
241.29369993261889
235.92440959768555
230.67568763216818
...

```

La segunda línea del archivo especifica la cantidad de puntos en la grilla y la tercera línea la cantidad de especies de polvo.

En el caso del espectro, este corresponde a la integración del flujo en las imágenes a longitudes de onda dadas, ya sea por el archivo `wavelength_micron.inp` o por `camera_wavelength_micron.inp`. El output corresponde a una lista con la intensidad medida a una distancia de 1 pc en unidades de $\text{erg}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{Hz}$ vs la longitud de onda en micrones:

```

      1
     150
0.10000000000000E+00  0.00000000000000E+00
0.1236673100000E+00  0.8527765795509E-17
0.1529360300000E+00  0.1517445683159E-16
...

```

La segunda línea corresponde a la cantidad de longitudes de onda presentes en el archivo.

Las imágenes corresponden a la distribución de flujo en 2 dimensiones. La intensidad en la imagen está en unidades de $\text{erg}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{Hz}/\text{sr}$, y el tamaño de los pixeles en centímetros. Para transformar el tamaño de los pixeles a segundos de arco usamos:

$$\text{Tamaño de pixel en segundos de arco} = \frac{\text{Tamaño de pixel en cm}/1.496 \times 10^{13}}{\text{Distancia en pc}}$$

En el siguiente ejemplo:

```

      1
     100      100
      1
34851404155383824.      34851404155383824.
0.87000000000000E+03

```

```

0.0000000000000000
0.0000000000000000
0.0000000000000000
...

```

la segunda línea corresponde a la cantidad de píxeles en x e y , la tercera línea especifica la cantidad de imágenes en el archivo, la siguiente línea corresponde al tamaño de los píxeles en cm y la quinta línea es la longitud de onda de la imagen en micrones. Finalmente, la imagen es listada de la forma:

```

image[ix=1,iy=1,img=1]
image[ix=2,iy=1,img=1]
.
.
image[ix=im_nx,iy=1,img=1]
image[ix=1,iy=2,img=1]
.
.
image[ix=im_nx,iy=2,img=1]
image[ix=1,iy=im_ny,img=1]
.
.
.
image[ix=im_nx,iy=im_ny,img=1]

```

donde im_nx y im_ny son la cantidad de píxeles en x e y respectivamente.

Podemos convertir nuestras imágenes en perfiles dado que usaremos el mismo procedimiento que aplicamos al momento de realizar la fotometría, para esto usamos el siguiente código en Python:

```

import numpy as np

#distancia
d = distancia #pc

#guardamos las imagenes en un diccionario
imagenes = {}

#abrir archivo
f = open(file, 'r')
data = []
for line in f:
    if len(line.split())==0: break
    data.append(line)
f.close()
n = np.array(data[1].split()).astype(int)
pix = np.array(data[3].split()).astype(float)
nlam = int(data[2])
lambdas = np.array([float(data[i]) for i in range(4,4+nlam)]).astype(int)
flux = np.loadtxt(file,skiprows=len(data)+1)

for i in range(0,nlam)):
    #convert to matrix

```

```

im = np.reshape(flux, (nlam, n[0]*n[1]))[i]
im = np.reshape(im, (n[0], n[1]))

#Photometry
ind = np.argsort(im.flat)
flx = im.flat[ind]
ind = ind[np.where(flx>0.0)[0]].tolist()

#Grid
incr = cmtoAU(pix[0])/d #arcsec
r_grid = np.arange(0, incr*np.amax(n), step*incr) #arcsec
Npix = (np.pi*(r_grid[1:]**2-r_grid[:-1]**2)/incr**2).astype('int16')
Npix = Npix[np.where(np.cumsum(Npix)<=len(ind))]
impact = r_grid[1:][np.where(np.cumsum(Npix)<=len(ind))]-incr

#Group indexes
ind_groups = [[ind.pop() for i in range(j)] for j in Npix]

#Profiles
accum = np.array([np.sum(im.flat[ind_groups[i]]) for i in range(0, len(ind_groups))])
profile = accum/Npix

#save
image[lambdas[i]] = dict([('image', profile), ('impact', impact)])

```

y para obtener el SED:

```

import numpy as np

d = distancia #pc
data = np.loadtxt(spectrum.out, skiprows=3)
wavelength = data[:, 0] #micron
spectrum = data[:, 1]/d**2 #erg/s/cm2/Hz

```


Apéndice C

Tablas de ajuste isotermal

A continuación se presentan con los parámetros de los ajustes isotermiales a las imágenes. Los valores están divididos por observaciones.

En la tabla [C.1](#) se muestran los parámetros obtenidos del ajuste de una ley de potencia. Para cada observación se listan los valores de: χ^2 del ajuste, el exponente de la ley de potencia, la densidad de H_2 a $0.5R_{\text{out}}$ y la masa de polvo.

La tabla [C.2](#) muestra los ajustes para dos leyes de potencia. Los valores listados corresponden a: χ^2 del ajuste, exponentes de las dos leyes de potencia, densidad a R_{mid} y la masa de polvo.

Finalmente, la tabla [C.3](#) muestra los resultados del ajuste de esferas de Bonnor-Ebert. Los valores listados son: χ^2 del ajuste, concentración observada, radio de la esfera de Bonnor-Ebert, radio del núcleo, temperatura de Bonnor-Ebert, densidad de H_2 en el radio del núcleo, la masa de la esfera y la presión.

Fuente	870 μm				1200 μm			
	χ^2	p	$n_0(\text{H}_2)$ (10^3 cm^{-3})	M_d (M_\odot)	χ^2	p	$n_0(\text{H}_2)$ (10^3 cm^{-3})	M_d (M_\odot)
12383-6128	3.1	$1.8_{+0.1}^{-0.2}$	1.5	1.7×10^4	3.5	$1.9_{+0.1}^{-0.1}$	0.8	7.8×10^3
14095-6102	0.1	$2.4_{+0.1}^{-0.1}$	1.7	6.6×10^3	0.2	$2.2_{+0.1}^{-0.1}$	1.5	5.3×10^3
14593-5852	2.4	$2.3_{+0.2}^{-0.1}$	0.5	7.8×10^4	1.5	$2.4_{+0.1}^{-0.1}$	0.3	3.7×10^4
15394-5358	1.2	$2.8_{+0.2}^{-0.1}$	3.0	4.4×10^3	0.1	$2.6_{+0.1}^{-0.1}$	2.8	3.7×10^3
15502-5302	0.4	$2.4_{+0.1}^{-0.2}$	0.5	1.1×10^4	0.6	$2.2_{+0.1}^{-0.1}$	0.6	1.4×10^4
15520-5234	0.8	$2.6_{+0.1}^{-0.1}$	1.6	3.7×10^3	0.1	$2.6_{+0.1}^{-0.1}$	1.4	3.1×10^3
15596-5301	2.7	$2.7_{+0.1}^{-0.1}$	0.8	4.9×10^3	0.4	$2.4_{+0.1}^{-0.1}$	0.9	4.6×10^3
16128-5109	2.5	$2.3_{+0.1}^{-0.2}$	1.2	6.7×10^3	0.2	$2.1_{+0.1}^{-0.1}$	1.5	6.5×10^3
16272-4837	1.0	$2.9_{+0.2}^{-0.2}$	1.0	4.2×10^3	0.1	$2.8_{+0.1}^{-0.1}$	1.0	4.0×10^3
16458-4512	4.1	$2.3_{+0.1}^{-0.1}$	1.1	4.7×10^3	1.0	$2.0_{+0.2}^{-0.1}$	1.7	8.6×10^3
16524-4300	1.8	$2.3_{+0.2}^{-0.2}$	2.5	6.5×10^3	0.9	$2.3_{+0.1}^{-0.1}$	1.6	3.8×10^3
16547-4247	0.9	$2.6_{+0.1}^{-0.1}$	3.4	5.5×10^3	0.7	$2.6_{+0.1}^{-0.1}$	2.7	4.0×10^3
17008-4040	3.7	$2.3_{+0.1}^{-0.1}$	12.0	5.6×10^3	1.2	$2.0_{+0.1}^{-0.1}$	12.8	5.6×10^3
17009-4042	3.9	$2.6_{+0.1}^{-0.1}$	7.1	5.1×10^3	2.9	$2.5_{+0.1}^{-0.1}$	6.1	4.0×10^3
17016-4124	2.2	$2.4_{+0.1}^{-0.2}$	3.5	6.9×10^3	0.4	$2.3_{+0.1}^{-0.1}$	3.3	6.3×10^3
17158-3901	5.1	$2.3_{+0.1}^{-0.1}$	5.8	5.1×10^3	8.0	$2.1_{+0.1}^{-0.1}$	4.2	3.4×10^3
17271-3439	2.4	$2.3_{+0.1}^{-0.1}$	3.3	4.8×10^4	3.5	$2.1_{+0.1}^{-0.0}$	3.3	5.1×10^4

Tabla C.1: Resultados por instrumento para modelos con una ley de potencia.

Fuente	870 μm					1200 μm				
	χ^2	p_1	p_2	$n_0(\text{H}_2)$ (10^3 cm^{-3})	M_d (M_\odot)	χ^2	p_1	p_2	$n_0(\text{H}_2)$ (10^3 cm^{-3})	M_d (M_\odot)
12383-6128	0.3	$1.4_{+0.2}^{-0.3}$	3.3	2.9	1.9×10^4	0.5	$1.6_{+0.1}^{-0.1}$	3.6	1.6	9.2×10^3
14095-6102	0.0	$2.3_{+0.1}^{-0.1}$	3.1	0.9	6.8×10^3	0.1	$2.2_{+0.1}^{-0.1}$	3.6	0.8	5.6×10^3
14593-5852	0.7	$2.1_{+0.2}^{-0.2}$	3.6	0.9	8.3×10^4	0.9	$2.3_{+0.2}^{-0.1}$	3.1	0.5	4.0×10^4
15394-5358	1.0	$2.8_{+0.2}^{-0.1}$	3.6	1.7	4.5×10^3	0.1	$2.6_{+0.1}^{-0.1}$	2.9	1.6	3.7×10^3
15502-5302	0.3	$2.3_{+0.2}^{-0.2}$	2.9	0.5	1.2×10^4	0.8	$2.2_{+0.1}^{-0.1}$	2.4	0.6	1.4×10^4
15520-5234	0.6	$2.6_{+0.1}^{-0.1}$	3.6	1.0	3.8×10^3	0.1	$2.6_{+0.1}^{-0.1}$	2.6	0.8	3.1×10^3
15596-5301	2.4	$2.7_{+0.1}^{-0.1}$	3.6	0.5	5.1×10^3	0.4	$2.4_{+0.1}^{-0.1}$	2.8	0.6	4.7×10^3
16128-5109	0.4	$2.0_{+0.2}^{-0.2}$	3.6	1.8	7.3×10^3	0.1	$2.0_{+0.2}^{-0.2}$	2.8	1.7	6.9×10^3
16272-4837	0.7	$2.9_{+0.2}^{-0.2}$	3.6	0.8	4.4×10^3	0.1	$2.8_{+0.1}^{-0.2}$	2.8	0.8	4.0×10^3
16458-4512	2.3	$2.2_{+0.1}^{-0.1}$	3.7	1.3	5.2×10^3	0.5	$1.9_{+0.1}^{-0.1}$	2.5	1.8	8.8×10^3
16524-4300	0.5	$2.1_{+0.2}^{-0.1}$	3.6	2.5	6.9×10^3	0.2	$2.1_{+0.1}^{-0.1}$	3.6	1.6	4.1×10^3
16547-4247	0.9	$2.6_{+0.1}^{-0.1}$	3.5	1.5	5.6×10^3	0.4	$2.6_{+0.1}^{-0.1}$	3.6	1.2	4.1×10^3
17008-4040	1.8	$2.1_{+0.1}^{-0.1}$	3.6	10.3	5.8×10^3	0.8	$2.0_{+0.1}^{-0.1}$	2.7	10.3	5.7×10^3
17009-4042	1.7	$2.4_{+0.2}^{-0.2}$	3.6	6.8	5.4×10^3	1.3	$2.4_{+0.1}^{-0.1}$	3.6	5.4	4.2×10^3
17016-4124	1.2	$2.2_{+0.2}^{-0.2}$	3.6	3.1	7.2×10^3	0.4	$2.3_{+0.1}^{-0.1}$	2.5	2.5	6.4×10^3
17158-3901	0.6	$1.8_{+0.2}^{-0.3}$	3.6	17.3	5.6×10^3	1.1	$1.7_{+0.2}^{-0.2}$	3.5	12.5	3.8×10^3
17271-3439	0.3	$2.1_{+0.2}^{-0.1}$	3.6	4.7	5.1×10^4	0.3	$2.0_{+0.1}^{-0.1}$	3.5	4.7	5.3×10^4

Tabla C.2: Resultados por instrumento para modelos con dos leyes de potencia.

Fuente	870 μm						1200 μm									
	χ^2	C	R_{BE} (pc)	r_c (pc)	T_{BE} (K)	$n_c(\text{H}_2)$ (cm^{-3})	M (M_{\odot})	$\log(\text{P/k})$ (K cm^3)	χ^2	C	R_{BE} (pc)	r_c (pc)	T_{BE} (K)	$n_c(\text{H}_2)$ (cm^{-3})	M (M_{\odot})	$\log(\text{P/k})$ (K cm^3)
12383-6128	6.7	0.97	5.1	1.2×10^{-1}	24.0	1.8×10^5	2.0×10^4	68.22	0.3	0.88	3.4	2.5×10^{-1}	20.1	3.6×10^4	1.4×10^4	68.51
14095-6102	2.7	0.95	2.7	1.0×10^{-1}	23.9	2.6×10^5	1.1×10^4	68.77	5.0	0.88	2.4	1.7×10^{-1}	21.6	8.3×10^4	1.0×10^4	68.86
14593-5852	1.9	0.95	8.1	2.7×10^{-1}	37.8	6.1×10^4	5.2×10^4	68.22	1.3	0.90	7.1	4.5×10^{-1}	31.1	1.7×10^4	4.3×10^4	68.23
15394-5358	8.1	0.96	1.4	4.4×10^{-2}	24.1	1.4×10^6	5.6×10^3	69.36	8.1	0.92	1.4	6.9×10^{-2}	21.8	5.2×10^5	5.6×10^3	69.31
15502-5302	0.5	0.97	4.7	9.3×10^{-2}	30.5	4.0×10^5	2.2×10^4	68.51	4.4	0.96	5.2	1.4×10^{-1}	30.6	1.8×10^5	2.6×10^4	68.42
15520-5234	7.3	0.97	1.6	3.9×10^{-2}	30.5	2.3×10^6	7.9×10^3	69.43	16.4	0.96	1.8	5.7×10^{-2}	26.1	9.3×10^5	8.1×10^3	69.18
15596-5301	11.6	0.95	2.3	8.3×10^{-2}	22.3	3.7×10^5	8.8×10^3	68.87	8.8	0.91	2.3	1.3×10^{-1}	20.7	1.4×10^5	8.9×10^3	68.85
16128-5109	1.2	0.94	2.6	1.1×10^{-1}	25.5	2.5×10^5	1.2×10^4	68.87	1.1	0.92	2.9	1.6×10^{-1}	23.4	1.1×10^5	1.3×10^4	68.72
16272-4837	8.9	0.97	1.9	4.5×10^{-2}	23.9	1.3×10^6	7.3×10^3	69.08	13.0	0.95	1.9	7.1×10^{-2}	21.8	4.9×10^5	7.2×10^3	69.01
16458-4512	1.5	0.91	2.2	1.3×10^{-1}	21.9	1.6×10^5	9.4×10^3	68.90	1.8	0.93	3.2	1.6×10^{-1}	22.0	1.0×10^5	1.3×10^4	68.58
16524-4300	0.7	0.96	2.3	6.7×10^{-2}	23.8	6.0×10^5	9.1×10^3	68.92	4.4	0.91	2.0	1.1×10^{-1}	19.4	1.7×10^5	7.5×10^3	68.89
16547-4247	10.2	0.97	1.6	4.1×10^{-2}	28.2	1.9×10^6	7.5×10^3	69.35	15.7	0.92	1.4	7.1×10^{-2}	25.1	5.7×10^5	6.6×10^3	69.40
17008-4040	1.6	0.93	1.1	5.4×10^{-2}	25.9	1.0×10^6	5.4×10^3	69.63	3.6	0.92	1.4	7.4×10^{-2}	23.1	4.9×10^5	6.1×10^3	69.35
17009-4042	0.8	0.95	1.1	4.0×10^{-2}	31.0	2.2×10^6	6.0×10^3	69.78	5.2	0.91	1.1	6.3×10^{-2}	27.0	7.7×10^5	5.7×10^3	69.70
17016-4124	2.3	0.97	2.1	4.3×10^{-2}	28.9	1.8×10^6	9.4×10^3	69.18	5.6	0.96	2.3	6.4×10^{-2}	26.0	7.1×10^5	9.9×10^3	68.99
17158-3901	1.8	0.93	1.4	6.3×10^{-2}	24.4	7.0×10^5	6.3×10^3	69.38	1.1	0.88	1.4	9.8×10^{-2}	19.9	2.3×10^5	5.5×10^3	69.26
17271-3439	0.5	0.96	3.6	1.2×10^{-1}	46.9	3.9×10^5	2.9×10^4	69.10	2.3	0.94	4.1	1.7×10^{-1}	43.5	1.7×10^5	3.2×10^4	68.95

Tabla C.3: Resultados por instrumento para modelos con distribución de Bonnor-Ebert.

Apéndice D

Mapas $\chi^2(p, M_d)$ RADMC3D

En la figura [D.1](#) se presentan los mapas de χ^2 total en función de la masa del polvo y el exponente de la distribución de densidad de una ley de potencia, para el mejor par $(R_{\text{in}}, R_{\text{out}})$.

Una estrella verde implica que el modelo con mejor ranking es el mismo que el con menor χ^2 total. Dos estrellas verdes implican que el modelo con mejor ranking tiene el mismo par $(R_{\text{in}}, R_{\text{out}})$ que el con menor χ^2 total. Una estrella negra implica que el modelo con mejor ranking tiene el mismo valor de p y M_d que el con menor χ^2 total, pero distinto $(R_{\text{in}}, R_{\text{out}})$. Finalmente, una estrella negra y una verde indican que ambos modelos son completamente distintos.

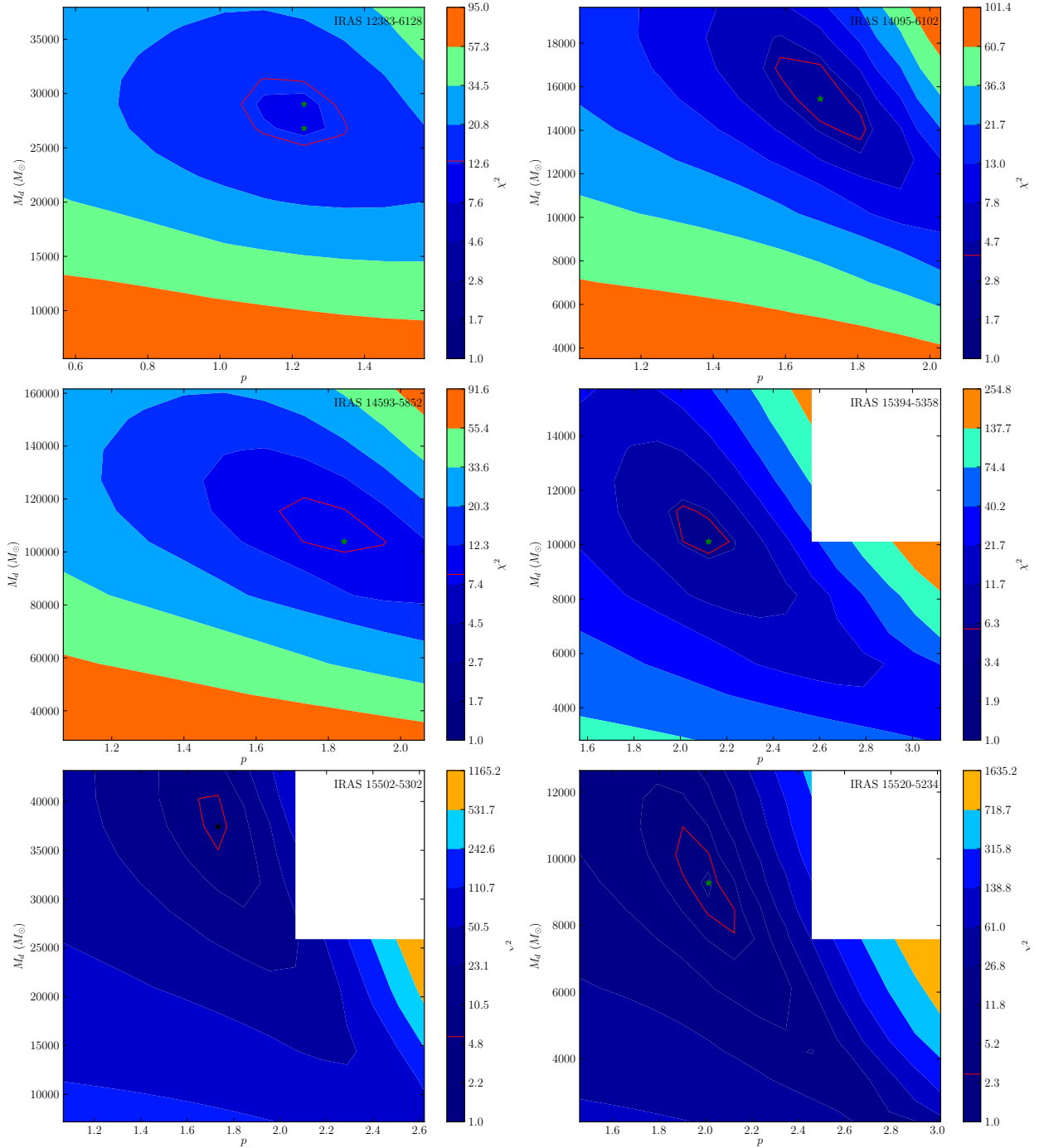


Figura D.1: Mapas de $\chi^2(p, M_d)$ de los ajustes de una ley de potencia con transporte radiativo.

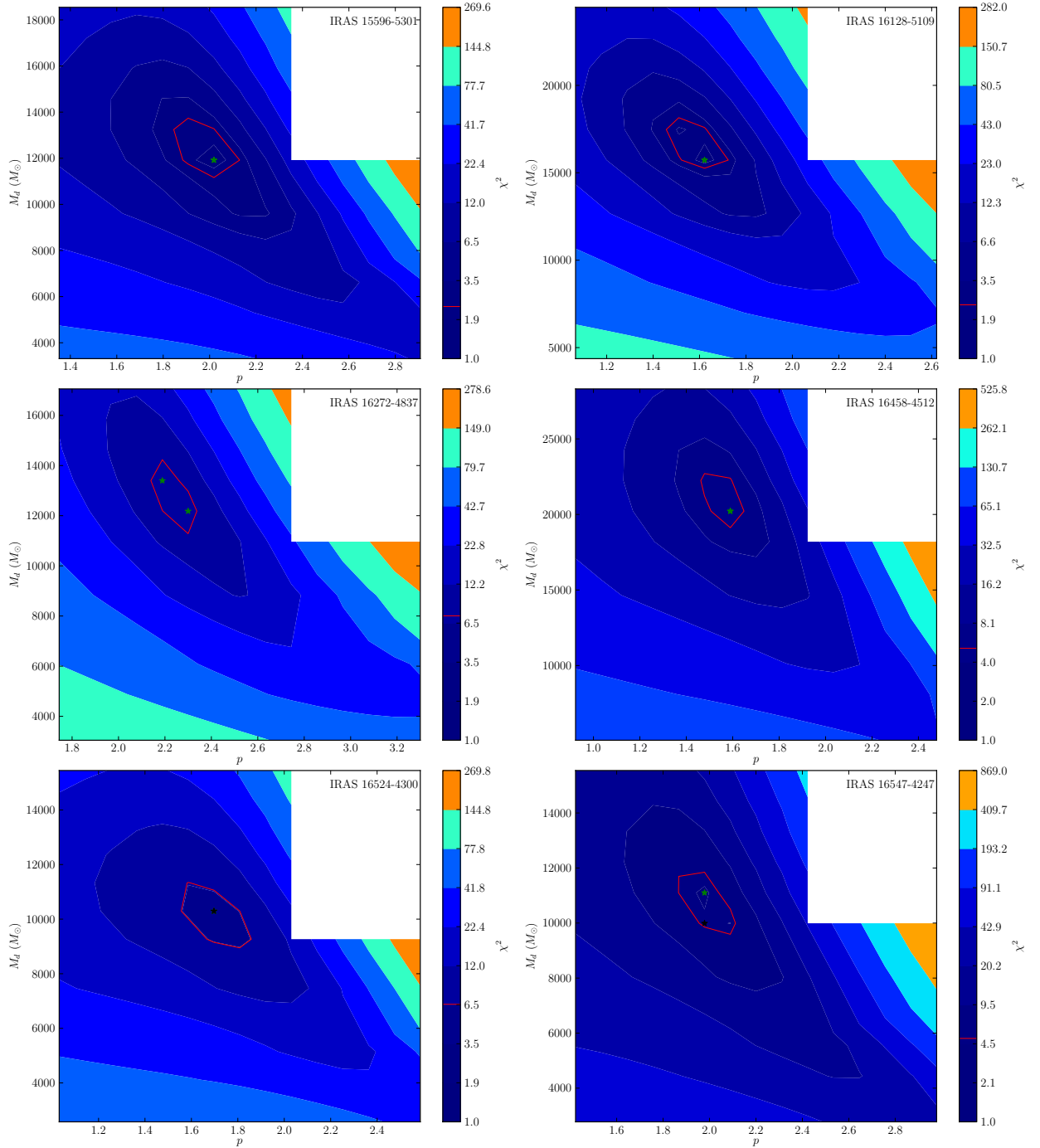


Figura D.1: Continuación.

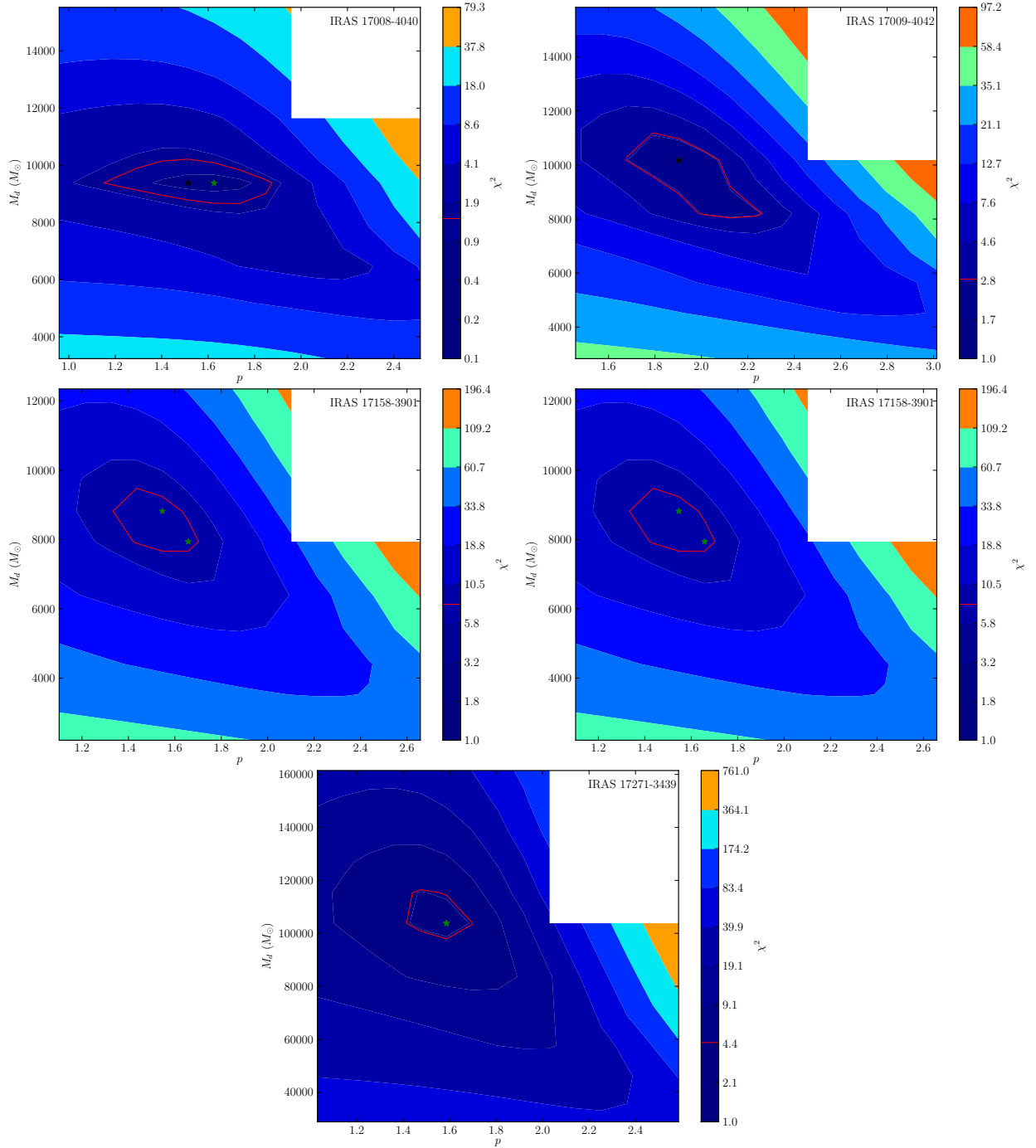


Figura D.1: Continuación.