



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

PROPIEDADES DEL POLVO EN EL DISCO
PROTOPLANETARIO ALREDEDOR DEL SISTEMA HD
142527

PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

MAESTRA EN CIENCIAS
(ASTROFÍSICA)

PRESENTA

LUZ MARITZA CABALLERO CANO

TUTORES PRINCIPALES

DRA. ESTELA SUSANA LIZANO SOBERÓN, IRYA
DR. ANIBAL SIERRA MORALES, UNIVERSIDAD DE CHILE

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR

DR. WILLIAM JOHN HENNEY, IRYA
DR. STANLEY EUGENE KURTZ, IRYA
DR. CARLOS CARRASCO-GONZÁLEZ, IRYA

MORELIA, MAYO 2023



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

«Me gusta la gente sentipensante, que no separa la razón del corazón. Que siente y piensa a la vez. Sin divorciar la cabeza del cuerpo, ni la emoción de la razón»

Eduardo Galeano

Agradecimientos

Salir de casa, llegar a un país desconocido, conocer nuevas personas, costumbres, olores y sabores; sin duda, fue el primer gran paso al decidir realizar mis estudios de maestría en México. Estoy profundamente agradecida con este territorio por brindarme la oportunidad de ser recibida en un nuevo hogar y permitirme vivir experiencias tan diversas y únicas. Contar con el acompañamiento de las personas correctas me permitió no solo avanzar adecuadamente en mi proceso, sino también aprender y crecer tanto académica como personalmente de una manera significativa.

Quiero expresar mi agradecimiento especial a la Dra. Susana Lizano por su apoyo desde el primer momento. Ella siempre creyó en mí, en mis capacidades y me brindó la oportunidad de aprender, crecer y vivir experiencias únicas. En ocasiones, solo necesitamos personas que crean en nosotros y nos recuerden que también somos capaces de alcanzar grandes objetivos si confiamos en nosotros mismos.

De igual manera, agradezco al Dr. Anibal Sierra por su enorme apoyo en el desarrollo de este trabajo. Podría decir que, con toda la paciencia del mundo, Anibal me enseñó desde cero gran parte de las herramientas que me permitieron desarrollar este trabajo. Dedicó tiempo de su vida para enseñarme, responder preguntas (incluso en ocasiones muy básicas cuya respuesta desconocía), siempre con la humildad de reconocer que está bien no saber algo y que compartir tu conocimiento con alguien más es lo que da sentido a los aprendizajes de la vida. Gracias por la amabilidad, la paciencia y la frescura al enseñar.

Agradezco profundamente a la Universidad Nacional Autónoma de México y al Instituto de Radioastronomía y Astrofísica por brindarme la oportunidad de formar parte de esta comunidad académica excepcional y por su compromiso en la formación de nuevos investigadores y profesionales de alto nivel en el campo de la astrofísica.

Agradezco infinitamente a mi familia y pareja por brindarme su apoyo incondicional a pesar de la distancia. Han sido mi sustento, mi apoyo y mi fuerza para continuar

en este camino, que en ocasiones se hizo emocionalmente difícil y arduo. Gracias a ellos, he logrado superar los obstáculos y culminar con éxito mi trabajo, obteniendo grandes aprendizajes y un enorme crecimiento personal.

Quiero expresar mi agradecimiento a mis compañeros de clase y al parche de amigos colombianos con los que compartí momentos de encuentro, baile y comida. Juntos logramos disminuir la nostalgia de estar lejos de casa y compartimos esas diversas costumbres que aunque nos diferencian, nos hacen parte de un mismo hermoso y desafiante país como Colombia. También y no menos importante, agradezco a todos los perritos que me acompañaron durante estos años de trabajo. Rescatarlos y disfrutar de su compañía ha sido también una forma de rescatarme a mi misma.

Finalmente, agradezco al Dr. Hsi-Wei Yen por compartir conmigo los datos que permitieron el desarrollo de este trabajo y a ChatGPT por todas sus correcciones gramaticales y ayuda en la comprensión de algunos conceptos difíciles.

La contribución de todas y todos fue esencial para el éxito de mi trabajo. Gracias de nuevo a todos por su ayuda y apoyo durante este emocionante viaje.

Índice general

Agradecimientos	III
1. Introducción	1
2. Disco protoplanetario alrededor del sistema HD 142527	15
2.1. Componentes estelares del sistema	16
2.2. Propiedades físicas del disco protoplanetario	18
2.3. Observaciones con el radiotelescopio ALMA	20
3. Análisis de visibilidades	23
3.1. Introducción a las visibilidades	24
3.2. Modelado de visibilidades para el disco HD 142527	28
4. Parámetros físicos del polvo en el disco HD 142527	41
4.1. Emisión de continuo del disco HD 142527	43
4.2. Transporte radiativo en discos protoplanetarios	48
4.3. Propiedades físicas del polvo en el disco HD 142527	52
5. Conclusiones	65
Apéndice A. Resultados de modelos derivados de MCMC para HD 142527	69
Bibliografía	73

Índice de figuras

1.1. Clasificación de Lada para objetos estelares jóvenes	4
1.2. Representación esquemática de un disco protoplanetario visto de canto	6
1.3. Subestructuras físicas en los discos protoplanetarios	10
2.1. Vista esquemática de desalineación entre los discos interno y externo del sistema HD 142527	19
2.2. Representación gráfica del sistema HD 142527	20
2.3. Imágenes del continuo del disco protoplanetario HD 142527 en seis bandas de ALMA	22
3.1. Relación geométrica entre el plano uv y plano de distribución de brillo	25
3.2. Visibilidades en seis longitudes de onda para el disco HD 142527	27
3.3. Representación esquemática de la geometría asociada al modelo paramétrico propuesto	29
3.4. Etiquetas para los vórtices V_0 y V_1 a 1.29 mm	33
3.5. Modelos y residuos relativos derivados de MCMC para HD 142527	35
3.6. Ubicación radial y azimutal de los dos picos de emisión para cada una de las cuatro bandas modeladas	36
3.7. Posición angular de los picos de emisión modelados como función de la longitud de onda	37
3.8. Ancho azimutal de la emisión a potencia media modelada para el máximo del disco HD 142527	39
4.1. Esquema de dispersión geométrica de un grano de polvo esférico	45
4.2. Imágenes del continuo para el disco protoplanetario HD 142527 convolucionadas a un mismo tamaño de haz	47
4.3. Distribuciones espectrales de energía	53

4.4. Mapas de mejor ajuste para a_{\max} , Σ_d y T_{dust} con $p = 2.5$	56
4.5. Mapas de profundidad óptica total asumiendo una pendiente $p = 2.5$	57
4.6. Mapas de albedo asumiendo una pendiente $p = 2.5$	58
4.7. Mapas de número máximo de Stokes y parámetro de Toomre para una pendiente $p = 2.5$	59
4.8. Mapas de mejor ajuste para a_{\max} , Σ_d y T_{dust} con $p = 3.5$	61
4.9. Mapas de profundidad óptica total asumiendo una pendiente $p = 3.5$	62
4.10. Mapas de albedo asumiendo una pendiente $p = 3.5$	63
4.11. Mapas de número máximo de Stokes y parámetro de Toomre para una pendiente de $p = 3.5$	64
A.1. Ajuste para el conjunto de datos en Banda 3 del disco HD 142527	69
A.2. Ajuste para el conjunto de datos en Banda 6 del disco HD 142527	70
A.3. Ajuste para el conjunto de datos en Banda 7 del disco HD 142527	71
A.4. Ajuste para el conjunto de datos en Banda 9 del disco HD 142527	72

1 Introducción

Desde la teoría propuesta por Immanuel Kant en 1755 en su obra *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels*, en la que plantea la formación del sistema solar a partir de la condensación del material presente en una nebulosa de gas y polvo, y la posterior modificación de esta idea por parte de Pierre-Simon Laplace en 1796 (e.g., Leverington, 2014), han surgido numerosas teorías alternativas que buscan explicar los procesos físicos que tuvieron lugar durante la formación del sistema solar y dar respuesta a algunos de sus principales problemas, que incluyen la distribución de momento angular en el sistema, la formación de planetesimales y la migración orbital de planetas gigantes.

No fue hasta la década de 1970 que el astrónomo soviético Víctor Safronov propuso en su obra *Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and the planets* la teoría más ampliamente aceptada de hipótesis nebular, llamada "Modelo de Disco Nebular Solar" (en inglés: Solar Nebular Disk Model SNDM). En este modelo, el Sol y los demás objetos del sistema solar se formaron a partir del colapso de una nube fría de gas molecular. Durante la caída del material, parcelas de gas y polvo se acumularon en regiones cada vez más densas que comenzaron a girar debido a la conservación del momento angular e incrementar su temperatura debido al aumento de presión. La mayor parte del material terminó formando una joven estrella central, mientras que el gas y el polvo restantes se asentaron en un disco giratorio alrededor de la protoestrella. Los metales y silicatos se asentaron en las regiones centrales, dando lugar a la formación de los planetas terrestres, mientras que los planetas gigantes se formaron en las regiones más frías y alejadas del disco (Safronov, 1972). Aunque esta teoría ha sido exitosa en explicar la formación de discos de acreción alrededor de objetos estelares jóvenes (Young Stellar Object, YSO, por sus siglas en inglés), algunos de los principales problemas del proceso de formación planetaria todavía no han sido resueltos.

Los YSOs corresponden a los primeros estadios de evolución de un objeto estelar de pre-secuencia principal. A diferencia de las estrellas, que pueden ser caracterizadas fácilmente por un valor de luminosidad y temperatura efectiva (gracias a la forma de sus espectros similares a los de cuerpo negro), no es posible caracterizar un YSO con una sola temperatura efectiva (e.g., Lada, 1999). El gas y el polvo presentes en las regiones circundantes al YSO ocupan una extensión espacial mucho mayor que su fotosfera estelar, de modo que absorben y reprocessan cantidades importantes de la radiación emitida. El polvo, a su vez, exhibirá una amplia gama de temperaturas efectivas y mostrará una distribución espectral con un ancho en el infrarrojo que depende de su distribución espacial y del estado evolutivo del objeto en formación (e.g., Lada, 1999).

La caracterización de los YSOs a partir de su distribución espectral de energía, también conocida como Spectral Energy Distribution (SED) en inglés, tuvo origen en el estudio de objetos estelares jóvenes presentes en la nube oscura de Ophiuchus a partir de observaciones en el infrarrojo medio realizadas por Lada & Wilking (1984). En su investigación, los autores clasificaron los objetos observados en esta nube en tres clases morfológicas según la pendiente de su distribución espectral de energía α_{IR} entre las regiones del infrarrojo (IR) medio y cercano, donde:

$$\alpha_{IR} \equiv \frac{d \log \nu F_\nu}{d \log \nu} \quad (1.1)$$

Los puntos de anclaje para la pendiente de la distribución espectral de energía pueden variar de un estudio a otro, aunque suelen estar entre $1.5 \times 10^{14} - 1.2 \times 10^{13}$ Hz (e.g., Armitage, 2020). Según la clasificación de Lada & Wilking (1984), los objetos con pendientes positivas fueron ubicados en la clase I. Estrellas T Tauri embebidas en gas y polvo con pendientes negativas se ubicaron en la clase II, mientras que estrellas jóvenes con poco polvo circunestelar y pendientes negativas hicieron parte de la clase III. Aunque los autores proponían una clasificación morfológica para los YSO, no ofrecían ninguna explicación física para las formas de las distribuciones de energía observadas. Fue hasta el estudio de Adams et al. (1987) que se propuso una progresión evolutiva desde protoestrella hasta estrella pre-secuencia principal para la clasificación de los YSOs. El proceso de formación y los diferentes estadios evolutivos de los objetos estelares jóvenes se entienden a partir de la siguiente secuencia: el colapso de una nube molecular produce una protoestrella y un disco embebidos en una envoltura de gas y polvo (clase I). Procesos de intensos vientos interrumpen el

proceso de colapso y revelan la protoestrella recién formada rodeada por un disco de gas y polvo (clase II). Finalmente, posterior a la disipación del material en el disco, el resultado es una estrella pre-secuencia principal que se desplaza en el diagrama H-R a través de la pista de Hayashi (clase III) (Adams et al., 1987).

El diagrama de evolución para los objetos estelares jóvenes se completó con el estudio de la protoestrella VLA 1623, ubicada en la nube oscura ρ Ophiuchi (Andre et al., 1993). Su baja temperatura de polvo (inferior a 20K), su alto oscurecimiento interno y su estructura circunestelar masiva ($M_c \sim 0.6 M_\odot$) permitieron clasificarla como un objeto extremadamente joven con una fuerte emisión submilimétrica pero invisible en IR cercano y medio, es decir, un objeto **clase 0** (Andre et al., 1993). Con esto, se completó la clasificación de las distribuciones espectrales de energía de la mayoría de YSOs conocidos, que se dividen en cuatro clases distintas, como se muestra en la figura 1.1. En resumen, estas clases se caracterizan por:

- **Clase 0:** se compone de objetos cuyas distribuciones espectrales de energía alcanzan su punto máximo de emisión en las regiones submilimétricas e infrarrojas lejanas del espectro. Esta clase representa la etapa menos evolucionada de un YSO, donde el núcleo estelar se encuentra completamente embebido dentro del material circunestelar. Debido a esta opacidad, su pendiente α_{IR} es indefinida.
- **Clase I:** objetos estelares jóvenes con distribuciones espectrales de energía dominadas por la radiación estelar reprocesada y la radiación térmica del calentamiento por acreción. Durante esta etapa, se forma un disco protoestelar mientras que el objeto central continúa acumulando activamente material. Su pendiente es $\alpha_{IR} > -0.3$.
- **Clase II:** objetos estelares jóvenes con distribuciones espectrales de energía dominadas por la estrella pero con excesos significativos en el IR debido al reprocesamiento de la radiación estelar. Durante esta etapa, la envoltente circundante se ha acretado o dispersado y el sistema es visible. Su pendiente es $-1.6 < \alpha_{IR} < -0.3$.
- **Clase III:** estas fuentes tienen, como máximo, un leve exceso de emisiones infrarrojas y presentan una SED que se asemeja a las fotosferas estelares pre-secuencia principal. Durante esta etapa, la mayor parte del gas se ha dispersado dejando atrás un disco de escombros y posiblemente un sistema planetario. Su pendiente es $\alpha_{IR} < -1.6$.

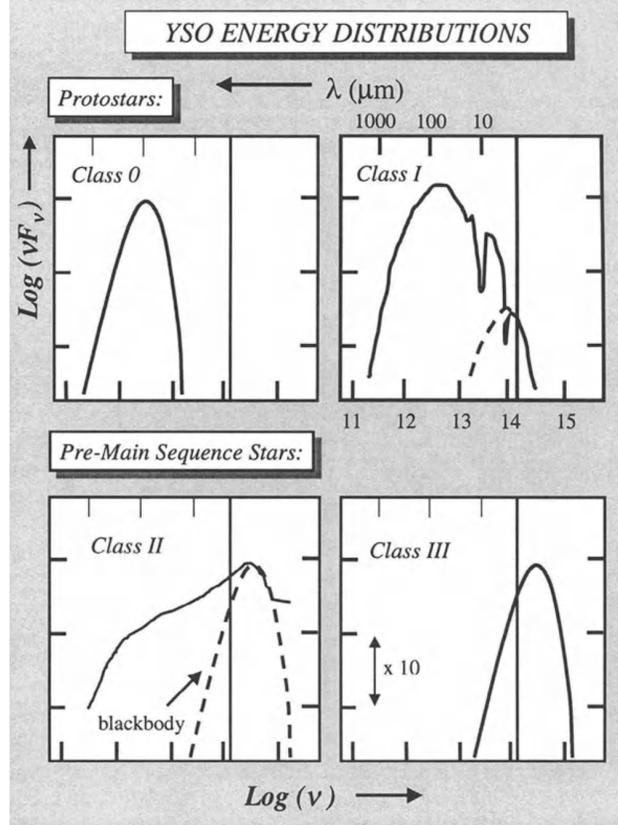


Figura 1.1: Clasificación de Lada (1999) para objetos estelares jóvenes (YSOs). La línea punteada representa la forma espectral de cuerpo negro y la línea vertical en $\lambda = 2.2\mu\text{m}$ es una medida de referencia entre los paneles. Los objetos de clase 0 presentan una SED con exceso de emisión en el infrarrojo lejano, los objetos de clase I exhiben una SED dominada por emisión en infrarrojo medio producto de la radiación estelar reprocesada, los objetos de clases II y III presentan distribuciones espectrales dominadas por la emisión de la estrella siguiendo la forma espectral de cuerpo negro (Figura de Lada, C.J. 1999. The Formation of Low Mass Stars. In: Lada, C.J., Kylafis, N.D. The Origin of Stars and Planetary Systems)

Las clases anteriormente descritas exponen que los procesos de formación y evolución de los sistemas planetarios están estrechamente relacionados con las interacciones que toman lugar en el material circunestelar. La mayoría de los YSOs están acompañados por discos aplanados de gas y polvo que se forman debido a la conservación del momento angular en el sistema (e.g., Andrews, 2020). La formación de estos discos de acreción circunestelares, también llamados "discos protoplanetarios", está determinada por las condiciones físicas presentes en las nubes moleculares donde tienen lugar los procesos de formación estelar. La masa inicial, composición química, tamaño y flujo magnético, son algunas de las características que los discos protoplanetarios heredan del entorno de formación estelar (e.g., Armitage, 2020). Una vez formados, su

evolución está fuertemente influenciada por la radiación UV producida por estrellas masivas jóvenes en la región de formación y por la presencia de compañeras binarias.

El estudio de los discos protoplanetarios proporciona información fundamental para comprender los procesos de formación estelar y planetaria. Los tamaños de los discos permiten identificar el rol de los campos magnéticos en los procesos de colapso de la nube, sus masas permiten estimar las tasas de acreción de la protoestrella, su distribución de densidad cuantificar los procesos de transporte de momento angular y sus condiciones físicas limitar características en la formación de planetas como masa, o composición química (e.g., Andrews, 2020).

La formación de discos protoplanetarios ocurre de manera simultánea con la formación estelar. Durante el colapso gravitacional de un núcleo que gira lentamente en una nube de gas molecular fría, las fuerzas gravitacionales superan las fuerzas combinadas producidas por gradientes de presión del gas, campos magnéticos y turbulencias (e.g., Muro, 2021). El colapso continuo produce un aumento en la velocidad de rotación del material entorno al eje de rotación como consecuencia de la conservación del momento angular de modo que, las regiones más cercanas al eje serán acretadas por la estrella central mientras aquellas más alejadas terminarán formando un disco a su alrededor a una distancia dada por su momento angular (e.g., Muro, 2021).

El estudio observacional de los discos protoplanetarios en longitudes de onda largas ha permitido imponer restricciones a sus estructuras mediante el uso de trazadores que se ubican generalmente en tres categorías: emisión continua, luz dispersa y emisión de líneas moleculares (e.g., Andrews, 2020). La figura 1.2 muestra una representación esquemática de la estructura de un disco protoplanetario y las regiones donde se originan sus principales trazadores.

A partir de la figura 1.2, se puede observar que la emisión continua se origina en el plano medio del disco. En esta región, los granos de polvo de mayor tamaño tienden a asentarse, a menos que exista una agitación vertical que lo impida, formando un subdisco central con una mayor densidad de polvo. Este subdisco central, representado en el plano medio de la figura 1.2 con granos de polvo grandes de colores rosa y amarillo, es crucial para los procesos de formación de planetesimales debido a las escalas de tiempo involucradas (e.g., Dullemond & Dominik, 2004). Los granos de polvo del subdisco central exhiben emisión térmica en longitudes de onda que van desde micrómetros hasta centímetros (e.g., Andrews, 2020). Esta emisión es ópticamente gruesa permitiendo obtener un valor estimado de la temperatura radial en el disco

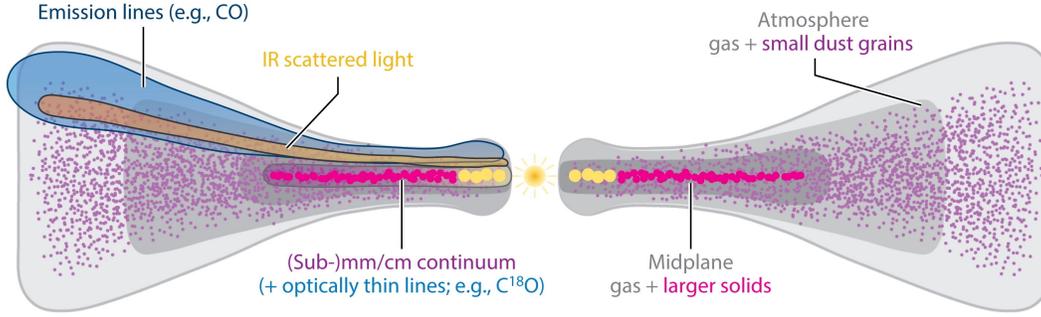


Figura 1.2: Representación esquemática de un disco protoplanetario visto de canto. La región grisásea muestra la distribución del gas, los granos de polvo se muestran como círculos con colores en función de su tamaño. El segmento izquierdo muestra las regiones donde los principales trazadores se originan y el segmento derecho describe la distribución estructural del disco (Figura de Sean M. Andrews. 2020. Observations of Protoplanetary Disk Structures. Annual Review of Astronomy and Astrophysics)

además de proveer información de su masa y tamaño de las partículas (e.g., Armitage, 2020). La masa de granos de polvo desempeña un papel fundamental en los procesos de evolución del disco y la formación de planetas; aquí la luminosidad de la emisión continua en el milimétrico (L_{mm}) permite obtener un diagnóstico de esta cantidad. En el límite ópticamente delgado, la intensidad de la emisión continua sigue la relación de proporcionalidad $I_\nu \propto \kappa_\nu \Sigma_s B_\nu(T)$, donde κ_ν es la opacidad de absorción, Σ_s la densidad superficial de granos y $B_\nu(T)$ la función de Planck. La integración de esta emisión en el volumen del disco conduce a la relación $L_{mm} \propto M_d$, lo que permite obtener un rango aproximado de valores para la masa de granos de polvo (Andrews, 2020). Por otro lado, el asentamiento de sólidos grandes produce una disminución en la densidad de granos respecto a la densidad de gas en la atmósfera del disco, reduciendo la opacidad infrarroja y la emisión continua asociada (e.g., Dullemond & Dominik, 2004).

La luz dispersada por los pequeños granos de polvo (con tamaños máximos de $\sim 10\mu m$) se origina en la atmósfera del disco (figura 1.2), donde la radiación proveniente de la estrella en formación es reflejada y escapa en longitudes de onda del infrarrojo cercano. La radiación dispersada en esta región es especialmente sensible a las variaciones verticales de la distribución de polvo en la atmósfera del disco, así como a algunas propiedades físicas de los granos, como su morfología y tamaño (e.g., Andrews, 2020).

Por otro lado, mediante observaciones espectrales de alta resolución en las regiones más externas de los discos protoplanetarios, se ha logrado detectar la emisión de líneas de diversas especies moleculares como H_2 , CO , CN , H_2CO , CS o HCN (e.g., Dutrey et al., 1997). Específicamente, la emisión de rotación pura de la molécula H_2 , que se ha detectado utilizando el observatorio espacial infrarrojo (ISO por sus siglas en inglés), proporciona una traza directa de la masa de gas en los discos, sin necesidad de hacer suposiciones acerca de la relación en masa entre el polvo y el gas, o entre el CO y el H_2 (e.g., Nomura & Millar, 2005). En los casos en que la profundidad óptica es baja, la intensidad de las líneas moleculares es función de la temperatura y de la densidad de gas. Así, si se conoce la abundancia de una especie molecular respecto a la abundancia de H_2 , es posible restringir el perfil de densidad superficial del gas Σ_g y reconstruir el campo de velocidad del disco.

La utilización de estos trazadores permite inferir de forma correcta los procesos físicos asociados a las estructuras de los discos protoplanetarios, lo que impone restricciones para el desarrollo de modelos de evolución. No obstante, existen actualmente dos problemas fundamentales en el marco teórico estándar para la formación de planetas:

- La distribución espacial de los granos de polvo como función de su tamaño, obtenida a través de simulaciones, es más extendida que la distribución espacial de los granos medida a través del índice espectral $\varepsilon(r)$.
- Los modelos no reproducen la formación de objetos con tamaños de un metro o más dentro de los ~ 5 a 10 Myr correspondientes al tiempo asociado con la dispersión del disco.

Debido a la presión del gas los discos protoplanetarios tienden a girar a velocidades subkeplerianas. A medida que las partículas de polvo crecen por colisiones entre granos, se acoplan al gas y se mueven con él. Sin embargo, cuando los granos crecen lo suficiente, se desacoplan del gas, aumentan sus velocidades relativas y transfieren momento lineal y angular al gas. Como consecuencia, las energías de colisión entre los granos son lo suficientemente altas como para causar su fragmentación (e.g., Pinilla et al., 2013). Además, el gradiente de presión radial produce un arrastre en los granos y genera procesos de migración hacia regiones más cercanas a la estrella donde las presiones de gas son más altas (e.g., Tripathi et al., 2018). Cuando los procesos de deriva hacia las regiones centrales del disco son más eficientes que los procesos de

crecimiento de los granos se detiene todo crecimiento adicional. A través de simulaciones como las desarrolladas por Takeuchi & Lin (2002), se ha observado como este mecanismo de deriva radial agota el disco externo de partículas de tamaños milimétricos/centimétricos en escalas de tiempo más cortas que el tiempo de existencia del disco, lo que podría impedir la formación de planetesimales a distancias mayores a $\sim 10\text{AU}$ (Tripathi et al., 2018).

Para corroborar estos resultados, es posible sondear la distribución de granos milimétricos y centimétricos a través de su emisión térmica continua en longitudes de onda submilimétricas-centimétricas ya que en estas regiones los discos presentan profundidades ópticas bajas y la distribución espectral de la emisión permite determinar la forma de la opacidad κ_ν que se encuentra relacionada con la distribución espacial de las partículas como función de su tamaño. En análisis observacionales (e.g., Tripathi et al., 2018) se ha encontrado una correlación positiva entre el tamaño de los granos y su frecuencia de emisión siendo una clara evidencia de que la pendiente del espectro aumenta con el radio. Sin embargo, aunque los modelos predicen una evolución cualitativa similar, los granos de polvo evolucionan demasiado rápido en comparación con las edades inferidas para los discos protoplanetarios.

Para evitar que las partículas de polvo caigan hacia la región central, estas deben desacoplarse del arrastre del gas más rápido que lo que tardan en migrar hacia el centro, es decir, deben crecer a una tasa mucho mayor que el tiempo de deriva radial (e.g., Okuzumi et al., 2012). Explicar cómo los granos pueden evitar la deriva radial y alcanzar los tamaños observados en los planetesimales, que varían desde cientos de metros hasta miles de kilómetros (Johansen et al., 2014), ha llevado a la formulación de diversas propuestas que incluyen la formación en el plano medio de una fina capa de polvo inestable gravitacionalmente que colapsa directamente en objetos de tamaño de planetesimales, la presencia de inestabilidades gravitacionales o el atrapamiento de las partículas en subestructuras que perturban su migración.

Actualmente, la mejora en la resolución espacial de las observaciones de discos protoplanetarios ha permitido identificar subestructuras que pueden explicar cómo ocurren los procesos de migración y reconciliar los problemas expuestos. El equilibrio entre las fuerzas de gravedad, rotación y presión en los discos determina las características del movimiento orbital del gas (e.g., Andrews, 2020). La asunción estándar expone que la presión en el disco $P(r)$ presenta un comportamiento monótonamente decreciente con el aumento del radio de modo que $\frac{dP}{dr} < 0$ y el gas orbita a velocidades

subkeplerianas. Cuando los granos de polvo crecen lo suficiente para desacoplar su movimiento del desplazamiento del gas, pierden parte de su energía orbital y terminan migrando hacia el interior del disco. Sin embargo, si se asume que $P(r)$ no es monotónica sino que presenta máximos locales y se añade una perturbación al perfil de densidad, se obtiene que por fuera de los máximos $\frac{dP}{dr}$ sigue siendo negativa, la velocidad del gas continua siendo subkepleriana y los granos migran hacia el interior del disco. Por otro lado, en los máximos locales no hay gradientes de presión ($\frac{dP}{dr} = 0$) luego el movimiento del gas tiene velocidades keplerianas y los granos, dependiendo de su tamaño, podrán quedar atrapados (e.g., Pinilla et al., 2012). Una perturbación de la presión lo suficientemente fuerte podría atrapar los granos al ralentizar su migración y producir subestructuras visibles en los discos (e.g., Andrews, 2020).

Las subestructuras en los discos protoplanetarios son esenciales para dar una explicación a los problemas de fragmentación y tiempo de deriva radial. Si estas se encuentran en diferentes regiones del disco, pueden mitigar el problema del tiempo que tardan los granos de polvo en derivar radialmente (Pinilla et al., 2012). Además, las concentraciones de granos atrapados en máximos locales de presión pueden proporcionar las condiciones adecuadas para el crecimiento de los planetesimales.

En general, las características físicas de los discos protoplanetarios están determinadas por flujos magnetohidrodinámicos e inestabilidades que producen perturbaciones locales de la presión en el gas (e.g., Andrews, 2020). La figura 1.3 muestra las distintas subestructuras encontradas en los discos protoplanetarios.

Los flujos fotoevaporativos y los vientos de disco impulsados por turbulencias magnetohidrodinámicas (MHD, por sus siglas en inglés) juegan un papel importante en la estructura observada de los discos protoplanetarios. Los flujos de salida producidos por turbulencias MHD son un mecanismo para la dispersión de masa de gas en los discos. Estos tienen su origen en inestabilidades magnetorrotacionales y en el flujo de energía asociado a la turbulencia (e.g., Suzuki et al., 2016). Por su parte, cuando la radiación de alta energía proveniente del objeto estelar central incide en el disco, sus capas más externas se calientan a temperaturas superiores a las del plano medio. Cuando la energía térmica de la región calentada es mucho mayor a la energía de enlace gravitacional, el gas calentado escapa del disco (e.g., Alexander et al., 2014), produciendo vientos fotoevaporativos. La tasa de pérdida de masa de gas en estos vientos depende del flujo en diferentes longitudes de onda (UV lejano, UV extremo o rayos X), produciendo valores en un rango de $\sim 10^{-10} - 10^{-8} M_{\odot}/\text{año}$ (Suzuki et al.,

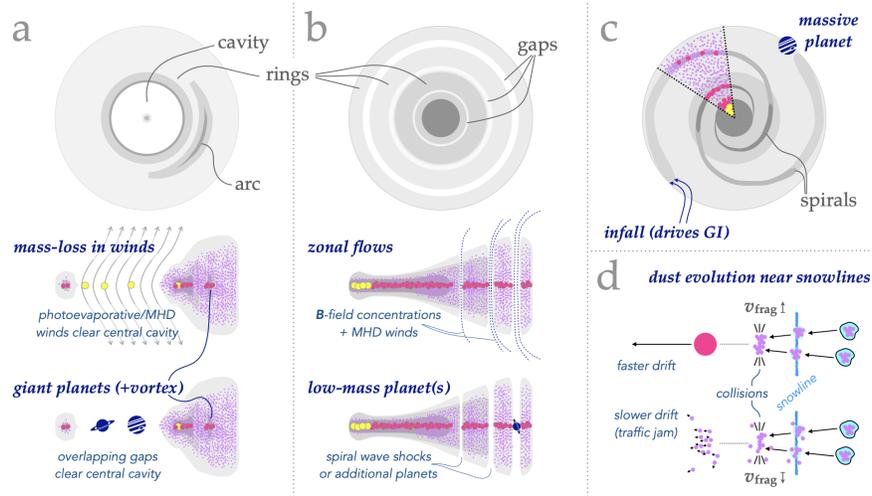


Figura 1.3: Subestructuras físicas en los discos protoplanetarios. La región grisásea muestra la distribución del gas, los granos de polvo se muestran como círculos con colores en función de su tamaño. El esquema (a) exhibe la subestructura de anillo/cavidad con la presencia de un arco pronunciado producido por un vórtice. En este primer esquema, las representaciones de canto exponen el comportamiento de un disco con pérdida sustancial de masa debido a fuertes vientos provenientes del objeto estelar central. Los contrastes de densidad en el borde de la cavidad pueden atrapar partículas en forma de anillos y potenciar la aparición de un vórtice. El esquema (b) exhibe la subestructura anillo/brecha producida por las concentraciones de campo magnético y las perturbaciones debidas a la presencia de planetas de baja masa. El esquema (c) exhibe las perturbaciones de onda espiral producidas posiblemente por una inestabilidad gravitacional global. Finalmente, el esquema (d) muestra la evolución de los hielos conforme migran en el disco. La parte superior expone el caso en el que se promueve el crecimiento y la deriva radial debido a procesos de sublimación. La parte inferior muestra el comportamiento opuesto que da como resultado la acumulación de granos (Figura de Sean M. Andrews. 2020. Observations of Protoplanetary Disk Structures. Annual Review of Astronomy and Astrophysics)

2016).

Ambos procesos predicen la presencia de un máximo de presión con forma de anillo a unas decenas de unidades astronómicas (AU, por sus siglas en inglés), donde el disco interno se encuentra carente de material, como se muestra en la figura 1.3a. Los flujos fotoevaporativos y los vientos de disco impulsados por turbulencias MHD son los principales responsables de la creación de estas regiones vacías.

Las regiones centrales desprovistas de material son la característica principal de los discos de transición. La primera evidencia astrofísica de la existencia de estos objetos se encontró durante el estudio de las distribuciones espectrales de energía de 83 estrellas de pre-secuencia principal de tipo solar en la región de formación estelar Tauro-Auriga (Strom et al., 1989). Durante su estudio, Strom et al. (1989)

identificaron excesos de emisión infrarroja para $\lambda \geq 10 \mu\text{m}$ asociados a la emisión de polvo frío ubicado en las regiones externas del disco ($r > 1 \text{ AU}$) y una disminución en la emisión para $\lambda < 10 \mu\text{m}$ implicando la ausencia de polvo caliente en el disco interno ($r < 1 \text{ AU}$). Este conjunto de pruebas observacionales sugirió la existencia de un tipo de objeto con una disminución significativa del material en las regiones internas.

Los discos de transición son estructuras que rodean estrellas jóvenes con edades comprendidas entre 1 y 10 millones de años. Estos objetos muestran una baja o nula emisión en las longitudes de onda del infrarrojo cercano (1-5 μm) y medio (5-20 μm), pero presentan una fuerte emisión en longitudes de onda más largas (e.g., Baruteau & Zhu, 2016). Aunado a lo anterior, presentan cavidades que abarcan algunas decenas de unidades astronómicas, con tamaños tan pequeños como $\sim 4 \text{ AU}$ en TW Hya (Hughes et al., 2007) o tan grandes como $\sim 140 \text{ AU}$ en HD 142527 (Verhoeff et al., 2011). Estos agujeros sugieren la presencia de regiones empobrecidas de granos de polvo en las regiones centrales. Los cuatro principales mecanismos que se proponen para su formación incluyen la existencia de vientos fotoevaporativos, el crecimiento de granos y la consecuente disminución de la emisividad del polvo, la presencia de zonas muertas y la limpieza dinámica por uno o varios cuerpos que pueden ser objetos estelares (e.g., van der Marel, 2023).

La presencia de subestructuras brillantes (anillos) y regiones con empobrecimiento de material (brechas) que se intercalan produciendo un patrón similar al observado en interferencia circular (figura 1.3b), es otra de las características más frecuentemente observadas en los discos protoplanetarios. Aunque el mecanismo que da origen a las regiones empobrecidas no está claro, hay una gran variedad de escenarios propuestos que incluyen concentraciones concéntricas de flujo magnético (e.g., Suriano et al., 2017), crecimiento de polvo en zonas de condensación (e.g., Zhang et al., 2015), inestabilidades gravitacionales (e.g., Takahashi & ichiro Inutsuka, 2016), presencia de uno o varios planetas que han barrido las regiones (e.g., Baruteau et al., 2014), entre otros. La comprensión de los fenómenos que dan origen a estas regiones empobrecidas requieren un estudio profundo de la estructura del gas, ya que cambios en su densidad en dichas ubicaciones darían indicios del fenómeno físico asociado a su formación (Marel et al., 2018).

En discos compuestos por un gran número de partículas, la autogravedad puede generar una inestabilidad gravitacional global que conduce a la formación de estructuras complejas como barras, anillos y patrones de espirales (Toomre, 1964), tal como

se han observado en algunos discos protoplanetarios (ver figura 1.3c). Estudios, como el realizado por Kratter & Lodato (2016), han demostrado que los discos jóvenes y relativamente masivos ($M_{dust}/M_{star} \geq 0.1$) tienen una mayor probabilidad de ser gravitacionalmente inestables y desarrollar brazos espirales que procesan la caída de material desde la nube molecular. Además, se ha observado que los discos gruesos y masivos se caracterizan por presentar estructuras espirales más abiertas y con menos brazos (Kratter & Lodato, 2016).

Cuando un disco protoplanetario se encuentra acoplado a un campo magnético que no es lo suficientemente fuerte como para dominar la dinámica del gas en el disco, su comportamiento estará sujeto a inestabilidades magnetorrotacionales donde el transporte de momento angular hacia las regiones exteriores del disco puede ser descrito a través de una viscosidad efectiva α (Balbus & Hawley, 1991). En la región interior del disco, el gas ubicado en el plano medio se encuentra altamente ionizado por colisiones debido a las altas temperaturas presentes en la región. Sin embargo, a partir de cierto radio, la temperatura del gas en el plano medio no es lo suficientemente alta como para ionizar el gas, mientras que este sí es lo suficientemente denso como para protegerse de los rayos cósmicos o rayos X estelares que podrían ionizarlo (Regály et al., 2011). Como consecuencia, la baja ionización en esta región del plano medio produce la formación de la llamada "zona muerta", donde la acreción viscosa tiene lugar solo en las capas más externas del disco pero no en el plano medio. Este salto vertical en la viscosidad produce una variación en el flujo de gas y por ende, máximos axisimétricos en la presión que pueden producir vórtices anticiclónicos a gran escala a través de la Inestabilidad de Ondas de Rossby (RWI, por sus siglas en inglés) (Regály et al., 2011).

La teoría de la inestabilidad de las ondas de Rossby fue desarrollada por Lovelace et al. (1999) para los discos de acreción. Según esta teoría, la inestabilidad lineal se asocia con la presencia de un mínimo radial en la vorticidad del gas, que puede ser provocado por un máximo radial en la presión. Esta inestabilidad se produce cuando hay un máximo o mínimo en la función

$$L(r) = \frac{\Sigma S^{\frac{2}{\gamma}}}{2(\nabla \times \mathbf{u}) \cdot \hat{\mathbf{z}}}, \quad (1.2)$$

donde Σ es la densidad superficial de masa, S la entropía específica del gas, γ es el coeficiente adiabático y $\mathbf{u} \approx r\Omega(r)\hat{\phi}$ la velocidad de flujo en el disco con $\Omega(r) \approx (GM_*/r^3)^{\frac{1}{2}}$ la velocidad de rotación donde M_* es la masa del objeto este-

lar central. Barge & Sommeria (1995) propusieron que los vórtices presentes en un disco de acreción pueden actuar como trampas para los granos de polvo más grandes, concentrándolos en el centro del vórtice. Este proceso de atrapamiento contribuiría a un aumento en la densidad superficial de partículas de polvo, lo que a su vez podría provocar una inestabilidad gravitatoria y promover la formación de planetesimales.

La comprensión del origen de las subestructuras y el crecimiento de los granos de polvo en los discos es esencial para mejorar la comprensión de los mecanismos físicos involucrados en la formación planetaria. Este trabajo tiene como objetivo estudiar el disco alrededor del sistema HD 142527 mediante el uso de modelos de emisión continua y el análisis de las propiedades físicas del polvo para diferentes longitudes de onda. En el capítulo 2, se presenta una introducción general al sistema HD 142527, incluyendo una descripción de sus componentes estelares, las propiedades físicas del disco y las observaciones realizadas con el ALMA. Las observaciones interferométricas permiten llevar a cabo un análisis de visibilidades en el capítulo 3, donde se explica el concepto de visibilidad y se presenta el modelado de la emisión del disco HD 142527 utilizando herramientas computacionales como MCMC y la información contenida en las tablas de visibilidad. En el capítulo 4, se realiza un estudio detallado de los parámetros físicos del polvo, incluyendo la emisión continua y los procesos de absorción y dispersión, que proporcionan las bases para el desarrollo de la ecuación de transferencia radiativa. La solución a dicha ecuación permite generar mapas de opacidad, tamaño máximo de los granos, temperatura del polvo, albedo, parámetro de Toomre y número de Stokes. Finalmente, en el capítulo 5, se presentan las conclusiones del estudio y las perspectivas futuras en el proyecto.

2 Disco protoplanetario alrededor del sistema HD 142527

Los discos protoplanetarios alrededor de estrellas de pre-secuencia principal de masas bajas a intermedias presentan propiedades que han sido estudiadas principalmente a través de las distribuciones espectrales de energía observadas en los sistemas. Sin embargo, el advenimiento de observaciones de alta resolución y el uso de sistemas de óptica adaptativa extrema han permitido identificar una amplia variedad de estructuras morfológicas, difíciles de detectar únicamente a partir de las SEDs (e.g., Fukagawa et al., 2006). Un ejemplo de disco con estructura se encuentra alrededor del sistema HD 142527, y será este el objeto de estudio de la presente tesis.

Ubicado a 159.3 ± 0.7 pc (Gaia Collaboration et al., 2021) en dirección de la constelación de Lupus (ra= $15^h 56^m 41.888^s$, dec= $-42^\circ 19' 23.25''$), HD 142527 es un sistema de disco de transición compuesto por una estrella principal, HD 142527 A, una compañera de baja masa, HD 142527 B (e.g., Christiaens et al., 2018), un disco interior geoméricamente delgado (Verhoeff et al., 2011) y un disco exterior masivo que presenta una cavidad. Observaciones en las bandas H y K permitieron estimar el tamaño de dicha cavidad, cuyo borde externo se encuentra a una distancia de ~ 100 AU del lado este del sistema binario central y a ~ 140 AU de su lado oeste (Fukagawa et al., 2006).

En este capítulo, se aborda el estudio de las componentes estelares del disco HD 142527, centrándose en sus características principales (ver sección 2.1). Además, se exploran las propiedades físicas del disco circunestelar del sistema en la sección 2.2. Por último, en la sección 2.3, se presentan las observaciones interferométricas obtenidas mediante ALMA, las cuales permiten desarrollar modelos paramétricos de emisión y contribuyen al estudio detallado del sistema, tal como se discute en el siguiente capítulo.

2.1. Componentes estelares del sistema

Caracterizar los parámetros físicos del objeto estelar central en un disco protoplanetario es esencial para determinar la energía recibida por el disco, la tasa de acreción, el equilibrio de energía y su contribución a la distribución espectral de energía medida en el sistema (e.g., Mendigutía et al., 2014).

Ubicada al interior de la nube Lupus IV, la estrella principal del sistema HD 142527 fue inicialmente clasificada por Pottasch & Parthasarathy (1988) como un objeto post-AGB de tipo espectral F6 III-V, debido al exceso en el infrarrojo lejano observado a través del telescopio espacial IRAS. No obstante, gracias a las observaciones realizadas por Waelkens et al. (1996) con el espectrómetro de longitud de onda corta a bordo del Observatorio Espacial Infrarrojo (ISO), se logró reclasificar a la estrella HD 142527 A como un objeto Herbig Ae/Be.

A través de observaciones con el espectrógrafo X-Shooter ubicado en el Very Large Telescope (VLT), Mendigutía et al. (2014) obtuvieron para la estrella HD 142527 A una temperatura efectiva de $T_{eff} = 6550 \pm 100\text{K}$, una masa estelar de $2.0 \pm 0.3M_{\odot}$, un valor de gravedad superficial de $3.75 \pm 0.10 \text{ cm s}^{-2}$, una luminosidad de $16.3 \pm 4.5L_{\odot}$, una edad de $5.0 \pm 1.5\text{Myr}$ y una tasa de acumulación de masa de $2 \pm 1 \times 10^{-7}M_{\odot}\text{yr}^{-1}$. Este objeto posee entonces una masa típica de una estrella Herbig Ae/Be de tipo tardío y una temperatura como la mostrada por estrellas T-tauri de masa intermedia (Calvet et al., 2004).

Durante las observaciones realizadas por Fukagawa et al. (2006) al sistema HD 142527, se observó que la posición de la estrella principal difiere del centro del disco. El borde del agujero central se encuentra a $\sim 100 \text{ AU}$ del lado este de la estrella HD 142527 A y a $\sim 140 \text{ AU}$ del lado oeste. Este desplazamiento de $\sim 20 \text{ AU}$ entre la posición del objeto estelar y el centro del disco sugirió la presencia de un compañero de baja masa relativamente alejado de la estrella principal que aún no había sido detectado. No fue hasta el estudio llevado a cabo por Biller et al. (2012) que se logró la primera detección con imágenes directas del compañero estelar de baja masa de la estrella HD 142527 A, utilizando el VLT. En dicho estudio, los autores midieron magnitudes aparentes de 10.5 ± 0.2 , 10.0 ± 0.3 y 9.1 ± 0.1 en las bandas H, K y L' para dicho objeto, mostrando que era especialmente brillante en la banda L' y sugiriendo que se trataba de un joven objeto rojo. Además, obtuvieron una separación entre la estrella principal y su compañero de aproximadamente 13 AU , lo que lo coloca

justo dentro del disco interno. La presencia de este objeto explicaría el desplazamiento entre el centro primario y el centro del disco medido por Fukagawa et al. (2006).

Recientemente, el estudio de Christiaens et al. (2018) logró caracterizar de manera más precisa el objeto HD 142527 B a través de observaciones realizadas con el espectrógrafo de campo integral VLT/SINFONI. Los autores compararon el espectro observado del objeto con espectros sintéticos BT-SETTL y obtuvieron una temperatura efectiva de mejor ajuste de 3500 ± 100 K, lo que permitió clasificar a HD 142527 B como un objeto de tipo espectral M2.5. Además, se proporcionó una estimación para la tasa de acreción de masa de $\sim 4.1 - 5.9 \times 10^{-9} M_{\odot} yr^{-1}$, lo que equivale al $\sim 2 - 3\%$ de la tasa de acreción de masa de la estrella primaria.

A partir de la comparación de la temperatura efectiva y las magnitudes absolutas del objeto con las isócronas de estrellas de baja masa sintetizadas, Christiaens et al. (2018) obtuvieron valores para la masa, la edad y el radio de HD 142527 B en dos casos: con la presencia o ausencia de un disco circumsecundario, es decir, un disco formado alrededor de la estrella secundaria, que es la más pequeña de las dos estrellas. Al asumir la presencia de este disco, se obtuvieron una masa de $0.34 \pm 0.06 M_{\odot}$, una edad de $1.8^{+1.2}_{-0.5} Myr$ y un radio de $1.37 \pm 0.05 R_{\odot}$. En ausencia del disco circumsecundario, se obtuvieron una masa de $0.33 \pm 0.05 M_{\odot}$, una edad de $0.75 \pm 0.25 Myr$ y un radio de $1.96 \pm 0.10 R_{\odot}$. La confirmación de la presencia de un disco circumsecundario mediante observaciones en IR térmico permitiría discriminar entre las dos posibilidades presentadas por los autores.

Por su parte, las observaciones de HD 142527 B llevadas a cabo por Claudi et al. (2019) a través del modo de observación IRDIFS de SPHERE (un instrumento que combina imágenes y espectroscopía infrarroja con un espectrógrafo de campo integral), proporcionaron una temperatura efectiva en el rango de 2600-2800 K y un tipo espectral M5-6. Además, las restricciones dinámicas derivadas de estas observaciones permitieron estimar un valor de masa de $0.26^{+0.06}_{-0.14} M_{\odot}$.

Mejorar la comprensión de la estrella compañera HD 142527 B podría proporcionar información valiosa sobre los procesos de formación de estrellas y planetas, especialmente debido a su corta edad en comparación con la estrella principal. Además, el estudio de sus características orbitales, incluyendo la excentricidad y la inclinación de su órbita, podría arrojar luz sobre si HD 142527 B es la responsable de la cavidad observada en el disco y de la inclinación de $\sim 59^{\circ}$ del disco interior con respecto al disco exterior (Bohn et al., 2022).

2.2. Propiedades físicas del disco protoplanetario

La formación y estructura de los discos protoplanetarios están influenciadas por la evolución del entorno circunestelar alrededor de estrellas jóvenes previas a la secuencia principal, así como por la presencia de planetas o compañeros binarios en el sistema (e.g., Balmer et al., 2022).

El entorno circunestelar del sistema HD 142527 consiste en un disco interno y un disco externo asimétrico separados por una cavidad, detectada en observaciones continuas submilimétricas y en infrarrojo medio (e.g., Avenhaus et al., 2014). El disco externo tiene un borde interno ubicado a ~ 140 AU, mientras el disco interno se extiende desde ~ 0.3 hasta ~ 30 AU (Verhoeff et al., 2011). El disco interno, altamente cristalino, es la principal fuente de emisión en infrarrojo medio, mientras que en el disco externo se produce la mayor parte de la emisión de infrarrojo lejano, siendo ópticamente grueso en las longitudes de onda del infrarrojo medio y cercano (e.g., Avenhaus et al., 2014).

El disco externo alrededor de la estrella HD 142527 A se extiende desde aproximadamente 140 hasta ~ 490 AU (Fukagawa et al., 2006). Esta estructura, con una masa de alrededor de $0.15 M_{\odot}$ y una edad de alrededor de 1 millón de años (Fukagawa et al., 2006), tiene un ángulo de inclinación de 26° respecto al plano del cielo, un ángulo de posición (PA) de 340.3° (Yen & Gu, 2020) y una cavidad interna significativamente agotada de polvo (e.g., Avenhaus et al., 2014).

La estructura del disco externo presenta una forma asimétrica de herradura con dos picos de emisión submilimétrica, así como una compleja estructura de al menos seis brazos espirales visibles tanto en la emisión del polvo como en la emisión submilimétrica de gas molecular (e.g., Boehler, Y. et al., 2021).

Según observaciones detalladas, se ha encontrado que la emisión circular del disco exterior no es continua, sino que se puede representar mediante dos arcos elípticos opuestos entre sí (Fukagawa et al., 2006). Además, al comparar el perfil radial del polvo y la emisión de CO en este disco con modelos teóricos, se ha demostrado que el perfil de la distribución del polvo es aproximadamente un factor 2 más estrecho que el del gas (Boehler et al., 2017). Este resultado confirma que la estructura en forma de herradura observada en el disco exterior funciona como una trampa que atrapa granos de polvo de tamaño milimétrico.

Por su parte, el disco interno del sistema HD 142527 fue inferido por primera vez

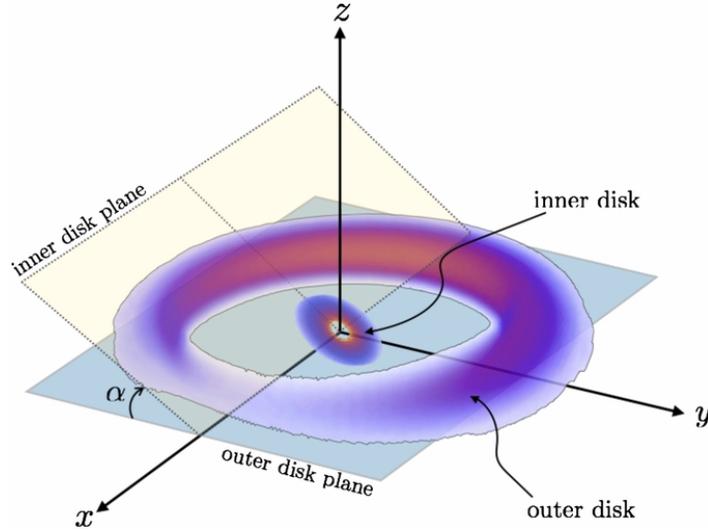


Figura 2.1: Vista esquemática de desalineación entre los discos interno y externo del sistema HD 142527. El sistema estelar central se encuentra ubicado en el origen del sistema de coordenadas. El disco externo se sitúa en el plano xy , mientras que el disco interno se posiciona en un plano inclinado con un ángulo α , que representa la inclinación relativa entre el plano medio del disco externo y el plano del disco interno. Se ha representado la distribución de densidad de masa de polvo en los discos mediante una representación en falso color. Asimismo, se ha aumentado la escala en tamaño y densidad del disco interno para una mejor visualización (Figura de Marino, S., Perez, S., and Casassus, S. 2015. Shadows Cast by a Warp in the HD 142527 Protoplanetary Disk. *The Astrophysical Journal*.)

mediante el modelo de distribución espectral de energía en infrarrojo cercano desarrollado por (Verhoeff et al., 2011) y a través de observaciones de la emisión continua de polvo y CO, según Boehler et al. (2017). Bohn et al. (2022) obtuvieron las primeras mediciones resueltas del disco interno utilizando el instrumento GRAVITY del Very Large Telescope Interferometer (VLTI), con el objetivo de analizar la alineación entre los discos interno y externo del sistema.

En la región del disco interno, se ha inferido una masa de polvo baja del orden de $M_{dust} = 2.5 \times 10^{-9} M_{\odot}$ (Casassus et al., 2015), lo cual sugiere que el polvo presente podría estar acretado en planetesimales u objetos más grandes que aún no han sido observados. Por otro lado, estudios recientes, como el llevado a cabo por Balmer et al. (2022), han demostrado una desalineación significativa entre los discos interno y externo del sistema (ver figura 2.1). A través de las sombras en la pared interna del disco exterior, se ha medido una inclinación entre los discos de $\alpha = 59^{\circ}$ (Bohn et al., 2022).

Una representación esquemática del sistema HD 142527 se muestra en la figura 2.2. En primer lugar, se observa una estructura central compuesta por el sistema este-

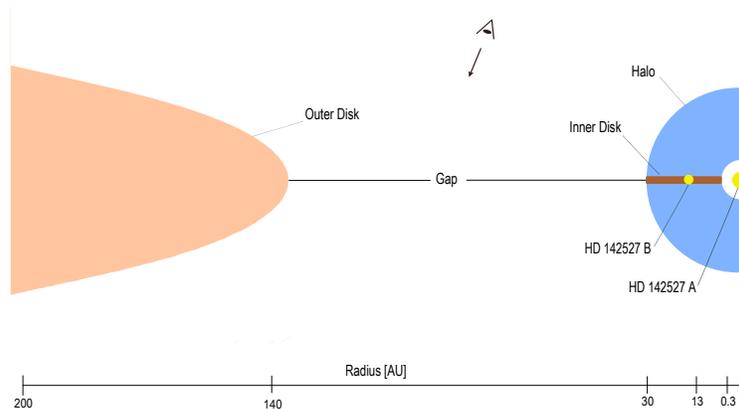


Figura 2.2: Representación visual de modelo del sistema HD 142527. Inspirada en el modelo propuesto por Verhoeff et al. (2011).

lar doble, un disco interno que se extiende desde ~ 0.3 a ~ 30 AU y la existencia de un posible halo compuesto por una pequeña cantidad de polvo en un componente ópticamente delgado que se extiende a altitudes extremadamente altas en el disco interno (Verhoeff et al., 2011). En segundo lugar, se presenta una gran cavidad entre ~ 30 y ~ 140 AU, que corresponde a una estructura real con una baja concentración de polvo. Finalmente, se muestra el disco exterior, que es bastante masivo y está compuesto por una extensa región de gas y polvo con un borde interno a aproximadamente 140 AU y un borde externo que se extiende hasta cerca de 490 AU.

2.3. Observaciones con el radiotelescopio ALMA

El sistema HD 142527 ha sido estudiado a través de observaciones de emisión continua en seis bandas de longitudes de onda distintas captadas por el radiotelescopio ALMA. En este trabajo, se utilizan los datos de archivo proporcionados por Yen & Gu (2020) en las longitudes de onda de 3.01, 2.07, 1.29, 0.88, 0.63 y 0.42 mm, los cuales fueron obtenidos del archivo de ALMA a través de los proyectos 2015.1.00614.S, 2015.1.01137.S, 2012.1.00631.S, 2015.1.01353.S, 2017.1.00987.S y 2013.1.00670.S.

Los datos de visibilidad obtenidos en bruto del archivo de ALMA fueron calibrados por Yen & Gu (2020) mediante el software Common Astronomy Software Applications (CASA) utilizando los scripts de calibración proporcionados por el observatorio. En la tabla 2.1 se presentan los principales parámetros asociados a las observaciones en el continuo. En la tabla 2.1 se presentan los principales parámetros asociados a las observaciones en el continuo. El parámetro `robust`, que controla el equilibrio entre

Tabla 2.1: Parámetros de las observaciones en el continuo para el sistema HD 142527

Fuente	Banda ALMA	λ (mm)	Beam (mas \times mas; deg)	Ruido (mJy beam ⁻¹)	Robust	Código de proyecto ALMA
HD142527	9	0.42	265 \times 209; 86	5.77	0.5	2015.1.00614.S
	8	0.63	270 \times 259; -61	1.01	0	2015.1.01137.S
	7	0.88	202 \times 154; 77	0.09	0.5	2012.1.00631.S
	6	1.29	278 \times 244; 68	0.47	0.5	2015.1.01353.S
	4	2.07	289 \times 221; -87	0.02	0.5	2017.1.00987.S
	3	3.01	325 \times 296; 42	0.03	-2	2013.1.00670.S

la resolución angular y la sensibilidad en la imagen, fue seleccionado por los autores Yen & Gu (2020) de manera que los tamaños resultantes de los haces sintetizados en las imágenes a diferentes longitudes de onda se aproximaran a una resolución común. Un valor alto de “robust” enfatiza la resolución angular, lo que permite observar más detalles finos en la imagen, aunque puede ser más sensible al ruido. Por otro lado, un valor bajo de “robust” da más peso a la sensibilidad, lo que facilita la detección de fuentes débiles y estructuras más extendidas, pero se pierde resolución angular y la capacidad de detectar detalles finos.

Los datos de visibilidad calibrados se utilizaron para generar imágenes del sistema en cada una de las seis bandas de observación utilizando el software CASA. En la figura 2.3, se presentan los mapas de emisión continua correspondientes a cada longitud de onda observada. Se puede apreciar la presencia de un disco de polvo particularmente brillante en la región norte. Además, se observan dos estructuras brillantes, resaltadas con contornos negros punteados en la imagen a 0.42 mm (consulte la Figura 2.3), cuya separación aparente disminuye a medida que la longitud de onda aumenta. En el centro del disco, se detecta un componente compacto alrededor de la posición estelar, que es especialmente visible en longitudes de onda más largas. Las elipses blancas representan el tamaño del haz para cada observación.

A partir de los datos presentados en esta sección, se desarrollarán modelos paramétricos de visibilidad para la emisión del polvo en cuatro de las seis longitudes de onda disponibles (ver capítulo 3). Además, en el Capítulo 4 se llevará a cabo un estudio de las propiedades físicas del polvo en el disco protoplanetario y se discutirán los procesos de atrapamiento y crecimiento de los granos de polvo.

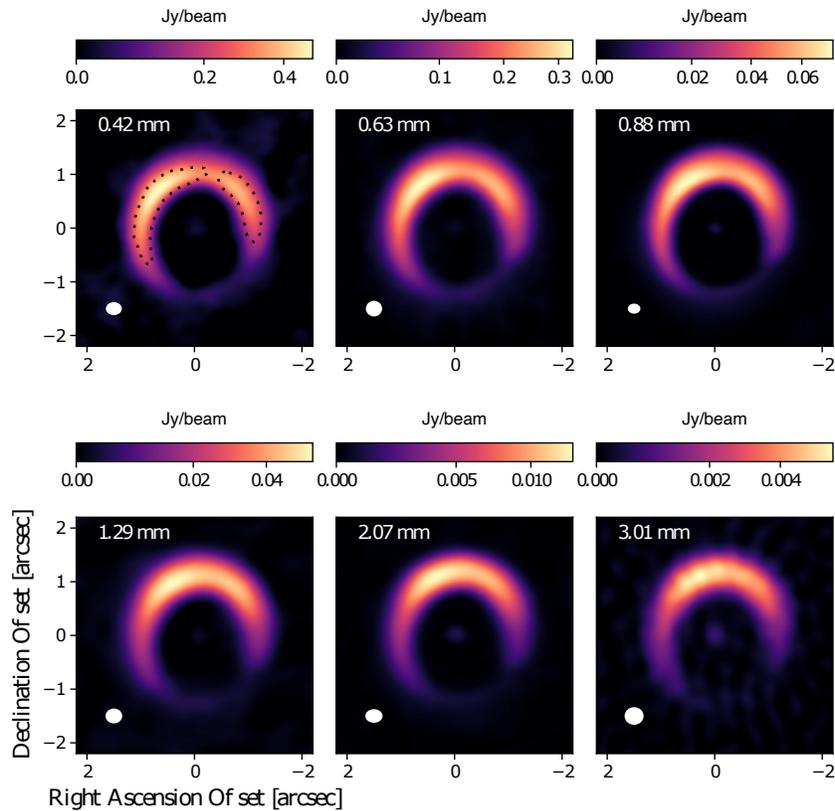


Figura 2.3: Imágenes del continuo del disco protoplanetario alrededor del sistema HD 142527 obtenidas a partir de datos de ALMA en seis longitudes de onda diferentes correspondientes a las bandas 9 (0.42 mm), 8 (0.63 mm), 7 (0.88 mm), 6 (1.29 mm), 4 (2.07 mm) y 3 (3.01 mm). Las elipses blancas representan el tamaño del haz para cada observación (ver tabla 2.1).

3 Análisis de visibilidades

En la actualidad, el estudio de los discos protoplanetarios se basa principalmente en observaciones interferométricas llevadas a cabo mediante radiotelescopios de vanguardia como ALMA o VLA. A diferencia de las imágenes obtenidas a través de telescopios ópticos, las imágenes generadas por interferometría requieren del análisis de las llamadas tablas de visibilidad. Estas tablas proporcionan una riqueza de información no solo sobre la estructura y emisión de los discos observados, sino que también permiten la creación de modelos analíticos que ayudan a mejorar la comprensión de los procesos físicos que ocurren en ellos. Además, gracias a la resolución de unas pocas unidades astronómicas que se logra con esta técnica, se pueden obtener imágenes de alta calidad y detalle.

En este capítulo se lleva a cabo un análisis exhaustivo de la información contenida en las tablas de visibilidad correspondientes a cuatro longitudes de onda (0.42, 0.88, 1.29 y 3.01 mm) para el disco protoplanetario alrededor del sistema HD 142527. Se emplearon técnicas estadísticas, como las Cadenas de Markov Monte Carlo (MCMC) y la biblioteca de Python GALARIO, para generar modelos paramétricos de la emisión de polvo en el disco. Los datos de visibilidad se utilizaron como base para el análisis y la interpretación de los resultados obtenidos. Debido a la gran cantidad de tiempo computacional requerido para desarrollar cada modelo, no fue posible implementar modelos paramétricos para los datos en las longitudes de onda de 2.07 y 0.63 mm, a pesar de contar con datos disponibles para ello.

En la sección 3.1, se presenta una introducción al concepto de visibilidad y se muestran las mediciones obtenidas para el disco HD 142527 mediante observaciones realizadas por el radiotelescopio ALMA en seis longitudes de onda diferentes. Por otro lado, en la sección 3.2 se explica el método estadístico MCMC, se brinda una breve descripción de la biblioteca de Python GALARIO y se presentan los resultados de los modelos de emisión de polvo en el disco para cuatro de las seis longitudes de onda

disponibles (0.42, 0.88, 1.29 y 3.01 mm). Se discuten los resultados obtenidos a través del análisis de las imágenes sintéticas y los gráficos de los parámetros modelados, esto con el objetivo de mejorar la comprensión de los procesos implicados en la migración, crecimiento y atrapamiento del polvo en el disco.

3.1. Introducción a las visibilidades

Las observaciones realizadas con interferómetros se representan en el denominado plano de visibilidades. Este es un plano complejo en el que cada punto representa las amplitudes complejas de las visibilidades en función de la diferencia de fase entre las ondas que se combinan en el interferómetro. La posición y la forma de los puntos en el plano de visibilidades pueden proporcionar información sobre la fuente de luz y las características del interferómetro. A diferencia de una sola antena, donde no es necesario considerar la fase de las ondas recibidas, en el caso de los arreglos de interferómetros es fundamental conocer la fase relativa de las señales en los distintos puntos de recepción, ya que esto permite producir imágenes de alta resolución de los objetos observados (e.g., Burke et al., 2019).

La visibilidad $\mathcal{V} = |\mathcal{V}|e^{j\Phi_\nu}$ correspondiente al valor complejo de la transformada de Fourier del brillo del cielo, proporciona información sobre la intensidad y polarización de la radiación medida por el interferómetro. Las mediciones observacionales se realizan en ubicaciones específicas en el plano de Fourier, determinadas por la distribución espacial de las antenas y la dirección de la fuente observada (e.g., Tazzari et al., 2018).

La amplitud de la visibilidad compleja es un indicador del brillo de la fuente observada y proporciona información sobre la interferencia entre las ondas electromagnéticas. Una amplitud alta indica una fuente brillante, mientras que una amplitud baja indica una fuente tenue. La interferencia constructiva se refleja en una amplitud positiva, mientras que la interferencia destructiva resulta en amplitudes negativas. Por otro lado, la parte compleja $j\Phi_\nu$ representa la diferencia de fase entre las ondas electromagnéticas combinadas en el interferómetro y proporciona información ubicación de las componentes de Fourier. Un valor de fase positivo o negativo indica si las ondas están en fase o en desfase, respectivamente. Tanto la fase como la amplitud de la visibilidad proporcionan información sobre la polarización de las ondas captadas por el radiotelescopio.

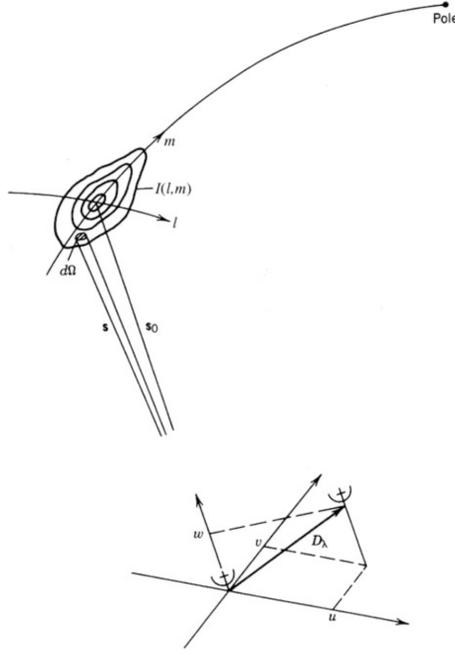


Figura 3.1: Relación geométrica entre el plano de la distribución de brillo de una fuente (l, m) y el plano del interferómetro (también conocido como plano uv). El vector de línea de base tiene una longitud D_λ y componentes (B_u, B_v, B_w) (Figura de Thompson, A. R., Moran, J. M., and Swenson, G. W., *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, 3rd Edition. 2017.)

Matemáticamente, la relación entre la visibilidad compleja $\mathcal{V} = |\mathcal{V}|e^{j\Phi_\nu}$ y la intensidad de una fuente I está dada por una transformada de Fourier, que se puede expresar de acuerdo a lo expuesto en Thompson et al. (2017) como

$$\mathcal{V}(u, v, w) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_N(l, m) I(l, m) \exp \left\{ -2\pi i \left[ul + vm + w(\sqrt{1 - l^2 - m^2} - 1) \right] \right\} \frac{dldm}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}}, \quad (3.1)$$

donde l y m son las componentes del plano de distribución de brillo de una fuente, u , v y w las componentes del espacio de visibilidades y $A_N(l, m)$ la media geométrica de los patrones de haz de las dos antenas. La visibilidad \mathcal{V} tiene unidades de densidad de flujo (Jy), que es consistente con su relación de transformada de Fourier con la intensidad I .

La figura 3.1 muestra una representación geométrica del plano de distribución de brillo de una fuente y el plano de visibilidades. El vector de línea base \vec{D}_λ tiene una

magnitud medida en longitudes de onda y componentes D_u , D_v y D_w en un sistema de coordenadas donde v se mide hacia el norte, según se define por el plano que pasa a través del origen, la fuente y el polo; w se mide en la dirección s_0 , que es la dirección del centro de fase, y u se mide hacia el este. Las coordenadas (u, v, w) se miden en unidades de la longitud de onda de observación $\lambda = c/\nu_0$ con ν_0 medida en el centro del ancho de banda (Tazzari et al., 2018). Por otro lado, el sistema coordenado (l, m) , con su origen en el centro de fase s_0 , corresponde a la proyección de la esfera celeste en un plano tangente al punto donde se encuentra el centro de la distribución, con (l, m) los cosenos de dirección con respecto a u y v .

Si todas las observaciones hechas por las antenas pudieran hacerse sobre un plano perpendicular a la dirección s_0 de modo que $w = 0$, la expresión 3.1 se reduciría a una transformada de Fourier en dos dimensiones. Sin embargo, para medir las visibilidades en un amplio rango de valores de u y v , es necesario variar la longitud y la dirección del espaciado de las antenas, además de seguir la trayectoria en el plano del cielo del campo de emisión de la fuente mientras la Tierra gira. Debido a la rotación de la Tierra, la proyección del vector de línea base se mueve en el plano (u,v) y solo permanece dicho plano si no tiene ningún componente paralelo al eje de rotación, es decir, si la línea de base es una línea este-oeste en la superficie de la Tierra (Thompson et al., 2017). En general, esto no es así, y se cumple solo si l y m son lo suficientemente pequeños para que sea válida la aproximación

$$(\sqrt{1 - l^2 - m^2} - 1)w \approx -\frac{1}{2}(l^2 + m^2)w . \quad (3.2)$$

De modo que la transformada de Fourier dada en la expresión 3.1 tome la forma,

$$\mathcal{V}(u, v, w) \approx \mathcal{V}(u, v, 0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{A_N(l, m)I(l, m)}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}} e^{-2\pi i(ul+vm)} dl dm . \quad (3.3)$$

Así, solo para un intervalo restringido de valores de l y m , \mathcal{V} puede ser independiente de la coordenada w .

La probabilidad del modelo obtenido puede ser calculada por medio de la función de verosimilitud $\mathcal{L} \propto e^{-\chi^2/2}$ (Pearson, 1999), donde

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^M \chi_i^2 = \sum_{i=1}^M |\mathcal{V}_{obs}(u_i, v_i) - \mathcal{V}_{mod}(u_i, v_i)|^2 w_i , \quad (3.4)$$

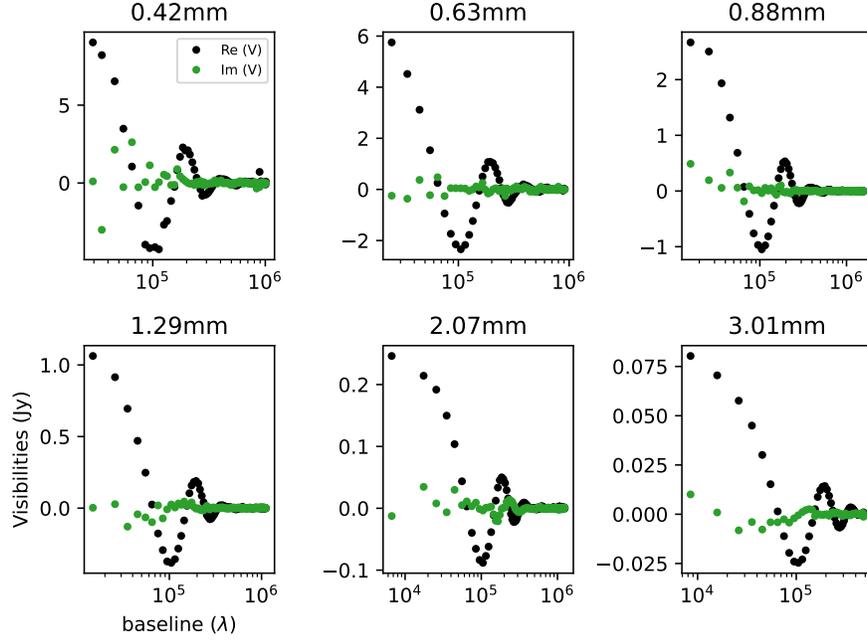


Figura 3.2: Visibilidades del disco protoplanetario alrededor del sistema HD 142527 en seis longitudes de onda captadas por el radiotelescopio ALMA. Los puntos negros representan la parte real $\text{Re}(\mathcal{V})$ y los puntos verdes la parte imaginaria $\text{Im}(\mathcal{V})$ de las tablas de visibilidad.

siendo \mathcal{V}_{obs} la visibilidad observada, \mathcal{V}_{mod} la visibilidad modelada, M el límite superior de visibilidades observadas y w_i el peso relacionado con la i -ésima visibilidad. Los pesos reflejan la desviación estándar (σ_i) de cada visibilidad de manera que $w_i = 1/\sigma_i^2$ (e.g., Tazzari et al., 2018).

Las tablas de visibilidad utilizadas en el presente trabajo corresponden a las observaciones realizadas por ALMA del disco protoplanetario alrededor del sistema HD 142527, en seis longitudes de onda: 0.42, 0.63, 0.88, 1.29, 2.07 y 3.01 mm (ver figura 3.2). Estos datos fueron obtenidos y calibrados en el trabajo de Yen & Gu (2020). Los parámetros básicos de sus observaciones se resumen en la Tabla 2.1.

La figura 3.2 muestra las curvas de las partes real $\text{Re}(\mathcal{V})$ e imaginaria $\text{Im}(\mathcal{V})$ de las tablas de visibilidad para el disco HD 142527 en seis longitudes de onda distintas. Es posible observar cómo la intensidad de las observaciones (curva negra punteada) disminuye a medida que aumenta la línea de base (separación de las antenas), con el fin de mejorar la resolución espacial y enfocar la observación en áreas más pequeñas del disco.

3.2. Modelado de visibilidades para el disco HD 142527

La rapidez de la deriva radial de los granos de polvo, causada por el arrastre del gas, fue uno de los principales obstáculos para la comprensión de los procesos de formación planetaria. La presión de soporte del gas y la fuerza centrífuga hacen que los discos protoplanetarios giren a velocidades sub-keplerianas. Por otro lado, los granos de polvo, que no están sujetos a esta presión de soporte, tienden a girar más rápido que el gas del disco, lo que resulta en una pérdida de momento angular y un movimiento hacia el objeto estelar central. Para superar este obstáculo, las partículas de polvo deben desacoplarse del gas, es decir, crecer más rápido de lo que se desplazan hacia el centro del disco (Okuzumi et al., 2012). La detección de máximos de presión axisimétricos y subestructuras de anillo en los discos protoplanetarios ha permitido encontrar mecanismos de atrapamiento del polvo en distintas regiones del sistema. Los máximos de presión pueden surgir naturalmente debido a fenómenos como la inestabilidad de onda de Rossby (ver ecuación 1.2) o la inestabilidad baroclínica, propuesta por Klahr & Bodenheimer (2003).

En el estudio realizado por Lyra & Lin (2013) sobre la acumulación central de polvo en vórtices debido a la fuerza de arrastre, se presenta un modelo analítico para describir la distribución estacionaria del polvo en función del número de Stokes normalizado (S_v). Este parámetro, que relaciona la velocidad de la partícula con la viscosidad del fluido y su tamaño, se encuentra dado por

$$S_v = \frac{St}{\alpha} = \frac{\pi \rho_m a}{2\alpha \Sigma_{g,max}}, \quad (3.5)$$

donde St es el número de Stokes, α el parámetro de viscosidad turbulenta en el vórtice, ρ_m la densidad de material, a el radio de las partículas y $\Sigma_{g,max}$ la densidad superficial máxima de gas. En su modelo, Lyra & Lin (2013) obtienen la morfología del vórtice como una gaussiana en dos dimensiones: una en radio y otra en azimuth. Para describir la sección cónica asociada a la gaussiana, definen la relación de aspecto del vórtice χ , donde el semieje menor de la elipse es b y el semieje mayor es $b\chi$.

En el presente trabajo se propone un modelo paramétrico no-axisimétrico de emisión para el polvo presente en el disco HD 142527. El modelo se basa en una de las soluciones analíticas propuestas por Lyra & Lin (2013) y ajusta la emisión de dos

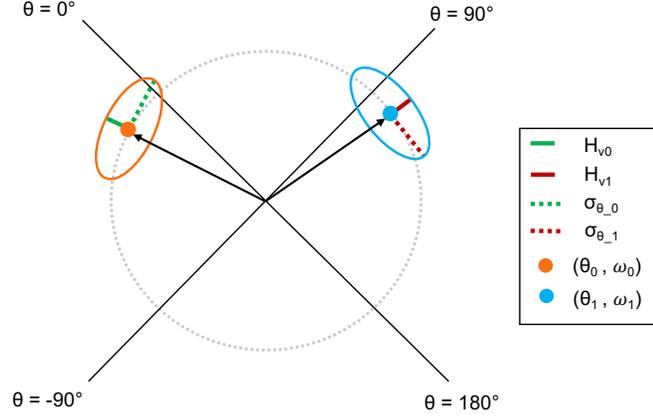


Figura 3.3: Representación esquemática de la geometría asociada al modelo paramétrico propuesto. En el esquema, el punto naranja representa las coordenadas del centro del pico de emisión izquierdo, mientras que el punto azul representa las coordenadas del centro del pico de emisión derecho. Además, la línea sólida verde muestra el semieje menor de la elipse asociada al pico de emisión izquierdo, mientras que la línea sólida roja representa el semieje menor asociado al pico de emisión derecho. Para visualizar los semiejes mayores, se han utilizado líneas punteadas, asociando la línea verde al pico izquierdo y la línea roja al pico derecho.

máximos y una fuente puntual que representa el disco interno no resuelto en cada una de las cuatro longitudes de onda seleccionadas (0.42, 0.88, 1.29 y 3.01 mm). Matemáticamente, el modelo paramétrico propuesto para describir la emisión continua del disco está dado por

$$I_{model} = A_0 \exp\left\{\frac{-d_0^2}{2H_{v0}^2}\right\} + A_1 \exp\left\{\frac{-d_1^2}{2H_{v1}^2}\right\} + A_{PS}\delta(\varpi), \quad (3.6)$$

siendo A_0 y A_1 las amplitudes de la emisión de los dos máximos, H_{v0} y H_{v1} sus escalas de longitud, y A_{PS} la amplitud de la emisión puntual asociada al disco central. Por su parte, los parámetros d_0 y d_1 permiten describir las elipses que pasan por las coordenadas (ϖ_0, θ_0) y (ϖ_1, θ_1) , respectivamente. La figura 3.3 muestra una representación esquemática de la geometría asociada al modelo paramétrico propuesto.

Para una posición dada en los máximos de emisión con coordenadas polares (ϖ_0, θ_0) y (ϖ_1, θ_1) , las elipses correspondientes tienen coordenadas d_0 y d_1 , respectivamente (ver figura 3.3). Matemáticamente, estas posiciones se encuentran dadas por

$$d_0 = \sqrt{(\varpi - \varpi_0)^2 + \frac{\varpi_0^2}{\chi_0^2}(\theta - \theta_0)^2}, \quad (3.7)$$

$$d_1 = \sqrt{(\varpi - \varpi_1)^2 + \frac{\varpi_1^2}{\chi_1^2}(\theta - \theta_1)^2}, \quad (3.8)$$

donde las posiciones radiales del centro del primer y segundo máximo de emisión se representan por ϖ_0 y ϖ_1 , respectivamente, mientras que θ_0 y θ_1 denotan los centros de sus posiciones angulares. Por su parte, χ_0 y χ_1 , representan las relaciones de aspecto para las elipses con semiejes menores H_{v0} y H_{v1} de modo que los semiejes mayores sean $H_{v0}\chi_0$ y $H_{v1}\chi_1$, respectivamente.

La implementación de un modelo paramétrico de emisión no-axisimétrico para el polvo presente en el disco HD 142527 se puede realizar a través de dos enfoques: en el plano de la imagen, comparando la imagen del modelo con la imagen del cielo reconstruida a partir de las visibilidades, o en el plano de Fourier comparando directamente las visibilidades medidas con las visibilidades modeladas. En el primer enfoque, las observaciones interferométricas proporcionan información del brillo de la fuente solo en un número finito de puntos, lo que implica que la reconstrucción del brillo del cielo no es única. Además, el uso de algoritmos no lineales para la creación de las imágenes y el ruido correlacionado afectan la comparación de los modelos con las imágenes resultantes (e.g., Tazzari et al., 2018). Por otro lado, en el segundo enfoque, es mucho más sencillo y directo comparar modelos y observaciones, ya que ambos operan en el dominio donde se realizaron las mediciones y las incertidumbres suelen estar mejor determinadas. En este trabajo se desarrollan los modelos usando el segundo enfoque.

El desarrollo de modelos paramétricos requiere el uso de herramientas teóricas y computacionales que permitan simular diversas distribuciones de probabilidad. El método MCMC es el proceso estadístico computacional usado para determinar los parámetros de los modelos de intensidad del disco en estudio. Fue desarrollado en 1952 por un grupo de investigadores que incluyen a Nicholas Metropolis, Arianna Rosenbluth, Marshall Rosenbluth y Edward Teller, con el fin de derivar las propiedades físicas de un sistema simulado compuesto por 224 partículas ubicadas en una retícula de área unitaria (Esquivel et al., 2019). MCMC permite generar una gran cantidad de valores posibles para uno o varios parámetros desconocidos mediante la generación de una cadena de Markov que explora el espacio de parámetros. En cada paso de la cadena, se propone un nuevo conjunto de valores para los parámetros, los cuales

dependen únicamente del conjunto actual. Para cada valor del conjunto de parámetros, se calcula la probabilidad de dicho valor. Después de un número determinado de iteraciones, la cadena converge hacia una distribución de probabilidad invariante en el tiempo que permite estimar los parámetros desconocidos.

En el contexto de MCMC, el tiempo de autocorrelación es una medida directa del número mínimo de iteraciones que deben transcurrir en una cadena para que dos estados continuos muestreados aleatoriamente estén suficientemente descorrelacionados. Esto significa que los estados son muestras independientes del espacio de parámetros. Cuanto más corto sea el tiempo de correlación, mejor será el rendimiento de MCMC (e.g., Foreman-Mackey et al., 2013). Los caminantes, por su parte, son puntos en el espacio de parámetros que se exploran para obtener muestras del modelo. Cada caminante representa un conjunto de valores para los parámetros del modelo. Se recomienda elegir un número suficientemente grande de caminantes para garantizar una exploración adecuada del espacio de parámetros, pero sin generar problemas de rendimiento. Una buena opción es elegir al menos tres veces el número de parámetros libres para cada ajuste. Duplicar el número de caminantes puede aumentar el tiempo de cálculo por paso, pero también puede reducir el tiempo de autocorrelación y, por lo tanto, producir más muestras independientes (Foreman-Mackey et al., 2013).

En cuanto al número de pasos, este se refiere a la cantidad de veces que un caminante se mueve en el espacio de parámetros durante la simulación. En cada paso, se propone un nuevo conjunto de valores para los parámetros del modelo, se evalúa la función Chi-cuadrado correspondiente a los nuevos valores y se compara con el valor de Chi-cuadrado asociado a los valores actuales. Se elige aquel conjunto de valores que minimiza a Chi-cuadrado (ver ecuación 3.4). Para los modelos desarrollados se tiene

$$\chi^2 = \sum_{i=1} (|Re[\mathcal{V}_{mod}]_i - Re[\mathcal{V}_{obs}]_i|^2 + |Im[\mathcal{V}_{mod}]_i - Im[\mathcal{V}_{obs}]_i|^2) * w_i . \quad (3.9)$$

En esta expresión $Re[\mathcal{V}_{mod}]$ es la parte real de la visibilidad del modelo, $Re[\mathcal{V}_{obs}]$ la parte real de la visibilidad observada, $Im[\mathcal{V}_{mod}]$ la parte imaginaria de la visibilidad del modelo, $Im[\mathcal{V}_{obs}]$ la parte imaginaria de la visibilidad observada y w_i el peso de las observaciones, que corresponde al inverso cuadrado de la desviación estándar de la visibilidad medida.

Para ajustar los modelos de intensidad del disco externo de HD 142527, se utilizó el método MCMC implementado en Python mediante el muestreador de ensamble de las Cadenas de Markov Monte Carlo desarrollado por Goodman & Weare (2010) y conocido como **emcee**. El tamaño de las matrices utilizadas para modelar la visibilidad está determinado por las propiedades de ALMA en el momento de la observación, tales como la resolución espacial y espectral, la sensibilidad, el número y la distribución de las antenas.

En los últimos años, la carga computacional necesaria para comparar un modelo paramétrico con datos observacionales de visibilidad ha experimentado un notable aumento. Esto se debe a los avances en la resolución angular de los interferómetros de radio modernos. La comparación entre modelos paramétricos y visibilidades involucra una serie de operaciones matriciales en 1D y 2D, como transformaciones, transposiciones e interpolaciones de Fourier (e.g., Tazzari et al., 2018). A medida que los interferómetros modernos procesan cada vez más puntos de visibilidad, en el orden de cientos de miles, se requiere comparar matrices de mayor tamaño. Este proceso puede ser computacionalmente exigente, por lo tanto, el uso de la biblioteca GALARIO de Python resulta fundamental para reducir la carga computacional y llevar a cabo una exploración más eficiente del espacio de parámetros (Tazzari et al., 2018).

Esta biblioteca computacional, desarrollada inicialmente en el campo de los discos protoplanetarios, utiliza unidades de procesamiento gráfico (GPU) o múltiples núcleos de unidades centrales de procesamiento (CPU) para acelerar el cálculo de las visibilidades sintéticas a partir de un modelo geométrico propuesto, tal como señala Tazzari et al. (2018). Además, en el contexto de un ajuste, GALARIO permite acelerar el cálculo de χ^2 entre las predicciones del modelo y las visibilidades observadas.

Así, mediante el desarrollo teórico y computacional asociado a los modelos paramétricos, se puede resumir el proceso llevado a cabo por el script de Python utilizado en este estudio en los siguientes pasos:

1. Lectura de la tabla de visibilidad del disco HD 142527 asociada a la longitud de onda observada.
2. Determinación del espacio de parámetros a explorar.
3. Generación de las visibilidades sintéticas mediante GALARIO para cada conjunto de valores de la cadena de Markov. Luego, comparar las visibilidades del

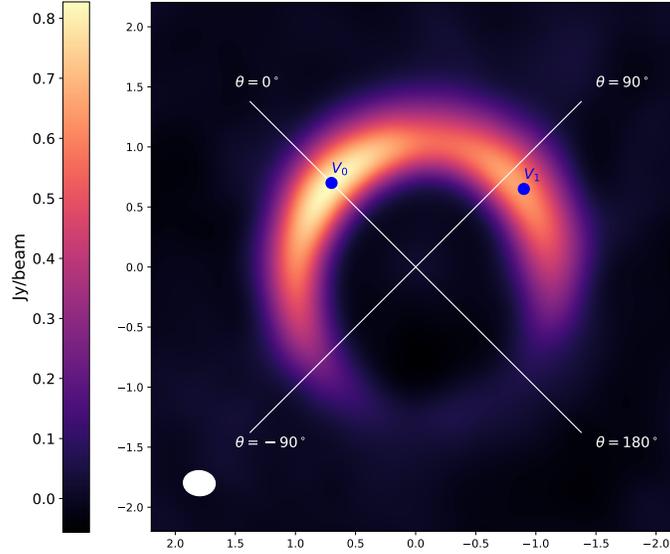


Figura 3.4: Emisión del polvo para el sistema HD 142527 a 0.42 mm. Los puntos azules corresponden a las posiciones aproximadas de los máximos de emisión V_0 y V_1 .

modelo con las visibilidades observadas a través de la función de verosimilitud $\mathcal{L} = e^{-\chi^2/2}$.

4. Utilización de MCMC para lograr la convergencia de los parámetros hasta alcanzar los valores que maximizan la función de verosimilitud.
5. Determinación del mejor modelo paramétrico para la longitud de onda observada y obtención de la tabla de visibilidades correspondiente.

La figura 3.4 muestra el sistema cartesiano utilizado para medir la posición angular del centro de cada uno de los máximos de emisión. Los ángulos se miden en sentido horario de manera positiva y en sentido antihorario de manera negativa. La posición $\theta = 0^\circ$ se ubica a 45° en el segundo cuadrante para que la discontinuidad angular en $(180^\circ, -180^\circ)$ que se genera al realizar el mapa de emisión del modelo se ubique justo donde la emisión del disco toma valores mínimos. En esta figura, los puntos azules representan las etiquetas para los máximos V_0 y V_1 , y se indican sus posiciones aproximadas para la emisión a 0.42 mm.

La tabla 3.1 muestra los parámetros de mejor ajuste obtenidos para las cuatro bandas modeladas, mientras que la figura 3.5 presenta las imágenes sintéticas convolucionadas a un tamaño de haz igual al de las imágenes de los datos originales captados por ALMA. Estas imágenes, muestran los parámetros modelados y sus respectivos residuos relativos que fueron generadas utilizando los mismos parámetros de

Tabla 3.1: Parámetros derivados del modelado de visibilidades

		Banda 3	Banda 6	Banda 7	Banda 9
		3.01mm	1.29mm	0.88mm	0.42mm
V_0	$\log A_0$ [Jy]	$-3.4100^{+0.0003}_{-0.0003}$	$-3.2170^{+0.0001}_{-0.0001}$	$-2.9984^{+0.0001}_{-0.0001}$	$-2.4232^{+0.0002}_{-0.0002}$
	H_{v0} ["]	$0.1649^{+0.0001}_{-0.0001}$	$0.1874^{+0.0001}_{-0.0001}$	$0.1762^{+0.0004}_{-0.0004}$	$0.1739^{+0.0001}_{-0.0001}$
	χ_{v0}	$6.93^{+0.01}_{-0.01}$	$5.812^{+0.001}_{-0.001}$	$6.0637^{+0.0007}_{-0.0007}$	$5.758^{+0.008}_{-0.008}$
	w_0 ["]	$1.1750^{+0.0001}_{-0.0001}$	$1.1468^{+0.0001}_{-0.0001}$	$1.1219^{+0.0001}_{-0.0001}$	$1.0961^{+0.0001}_{-0.0001}$
	θ_0 [°]	$20.49^{+0.02}_{-0.02}$	$4.73^{+0.01}_{-0.01}$	$-4.95^{+0.01}_{-0.01}$	$-23.56^{+0.05}_{-0.06}$
V_1	$\log A_1$ [Jy]	$-5.65^{+0.01}_{-0.01}$	$-3.6002^{+0.0002}_{-0.0002}$	$-3.3082^{+0.0001}_{-0.0001}$	$-2.6028^{+0.0002}_{-0.0002}$
	H_{v1} ["]	$1.36^{+0.02}_{-0.01}$	$0.1679^{+0.0001}_{-0.0001}$	$0.1846^{+0.0001}_{-0.0001}$	$0.1953^{+0.0003}_{-0.0003}$
	χ_{v1}	-	$3.432^{+0.001}_{-0.001}$	$3.1076^{+0.0009}_{-0.0009}$	$3.1395^{+0.0045}_{-0.0045}$
	w_1 ["]	-	$1.2429^{+0.0001}_{-0.0001}$	$1.2138^{+0.0001}_{-0.0001}$	$1.1704^{+0.0004}_{-0.0004}$
	θ_1 [°]	-	$88.19^{+0.01}_{-0.01}$	$88.40^{+0.01}_{-0.01}$	$93.05^{+0.06}_{-0.06}$
PS	$\log A_{PS}$ [Jy]	$-3.28^{+0.00}_{-0.01}$	$-3.75^{+0.02}_{-0.03}$	$-2.4555^{+0.0015}_{-0.0015}$	$-1.60^{+0.02}_{-0.02}$

imagen que los datos originales, es decir, la misma máscara, ponderación y número de iteraciones.

Durante el proceso de ajuste paramétrico en la longitud de onda de 3.01 mm, se presentaron dificultades en la convergencia de los parámetros χ_1 , ϖ_1 y θ_1 , asociados a la forma y ubicación del máximo derecho. La proximidad entre ambos picos de emisión y la disparidad en sus intensidades, siendo el máximo izquierdo el más fuerte, dificultaron la correcta convergencia del modelo a dicha longitud de onda. Para solucionar esta situación, se asignaron valores constantes para χ_1 , ϖ_1 y θ_1 utilizando los valores ajustados por el modelo para la banda 6, que es la longitud de onda más cercana a 3.01 mm. Como resultado, las casillas correspondientes a estos parámetros se dejan vacías en la tabla 3.1.

Las imágenes que representan los modelos de mejor ajuste, mostrados en la figura 3.5, presentan un buen comportamiento en relación a los datos de visibilidad capturados por ALMA. Los residuos, que se hacen más evidentes en las bandas 7 y 9, se deben a estructuras resueltas que no pueden ser adecuadamente representadas por la doble gaussiana utilizada para modelar la emisión del disco. Es posible observar que, al igual que las imágenes construidas a partir de los datos medidos observacionalmente (ver figura 2.3), conforme aumenta la longitud de onda la separación entre los máximos de emisión disminuye, de forma que para la banda 3 pareciera observarse un solo máximo de emisión. En el Apéndice A, se muestra una gráfica comparativa entre la parte real e imaginaria de los datos de visibilidad de ALMA y los modelos,

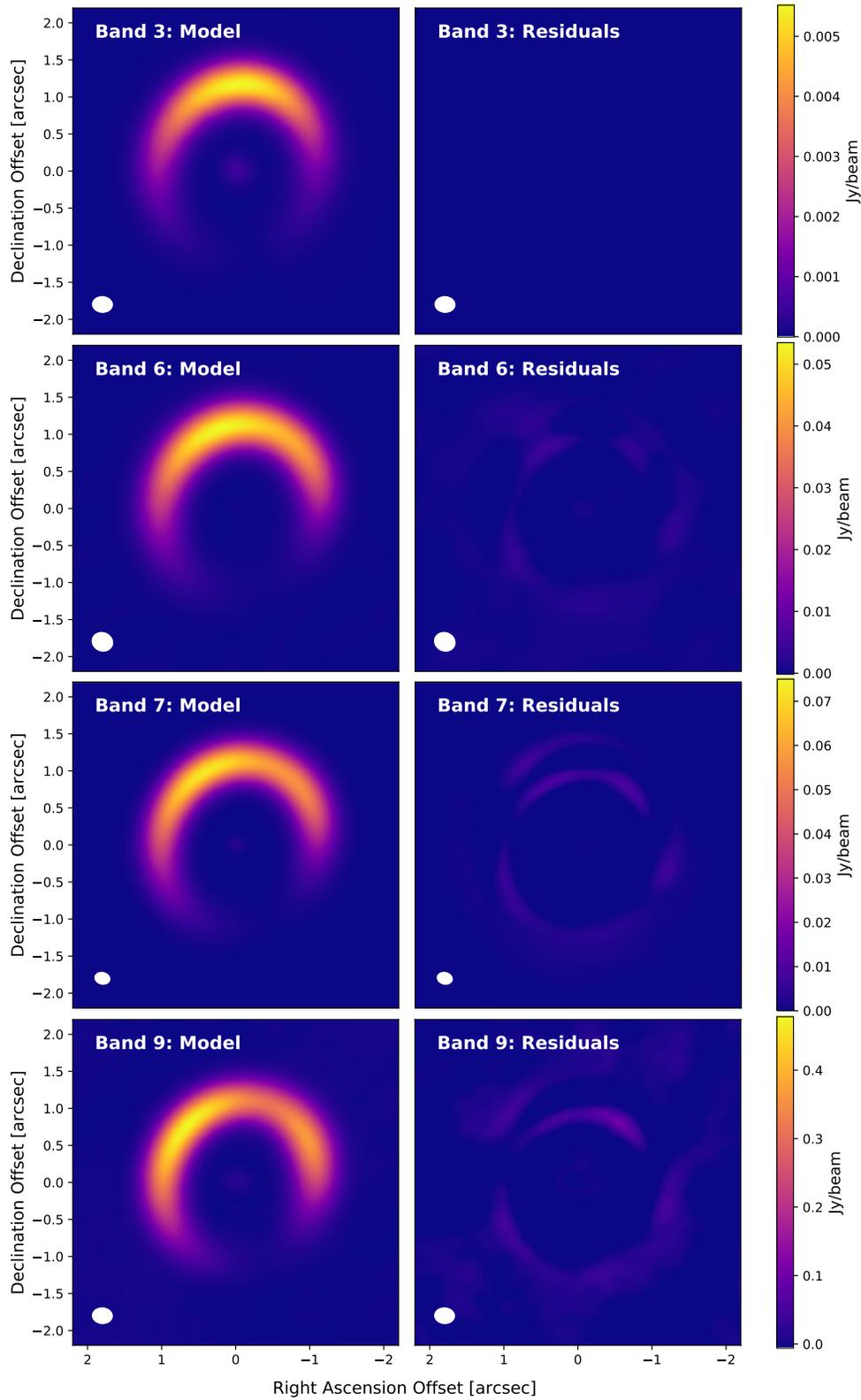


Figura 3.5: Modelos y residuos relativos derivados de MCMC para el disco HD 142527 en las bandas 3 (3.01 mm), 6 (1.29 mm), 7 (0.88 mm) y 9 (0.42 mm). Los parámetros asociados a los modelos se encuentran en la Tabla 3.1. Las elipses blancas indican los tamaños de haz y se mantiene una escala de colores consistente para ambos, modelos y residuos.

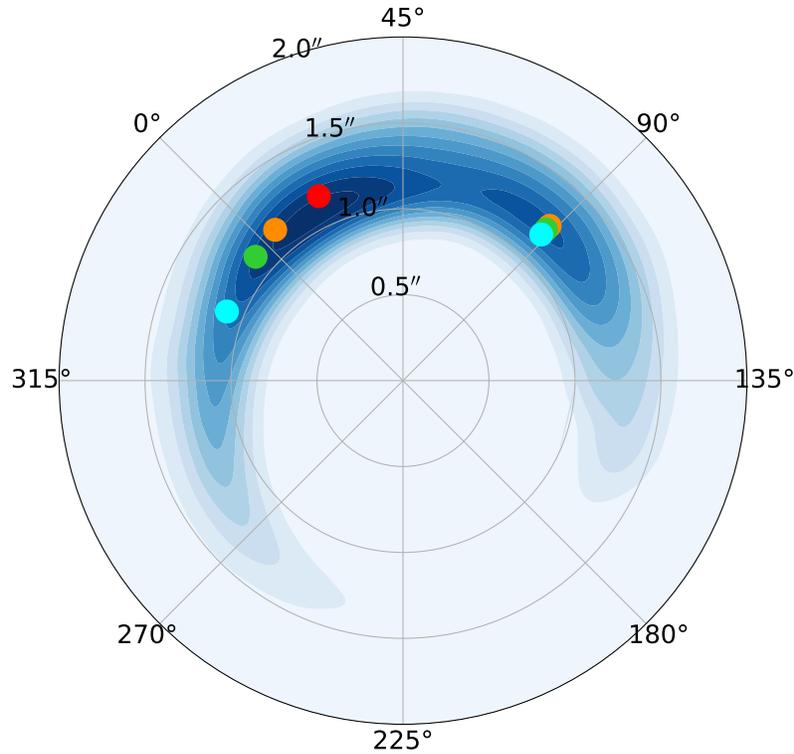


Figura 3.6: Ubicación radial y azimutal de los picos de emisión V_0 (izquierdo) y V_1 (derecho) para cada una de las cuatro bandas modeladas: banda 9 (cian), banda 7 (verde), banda 6 (naranja) y banda 3 (rojo). Los contornos azules corresponden a la emisión continua del disco HD 142527 en banda 7.

además de los gráficos de dispersión en esquina para cada conjunto de datos (Figuras A.1–A.4).

La naturaleza de los picos de emisión modelados se asocia a la presencia de vórtices anticiclónicos que pueden atrapar y acumular granos de polvo más grandes que, de otra manera, migrarían rápidamente hacia el interior del sistema debido a la fricción aerodinámica (e.g., Casassus et al., 2015). El ajuste del perfil de brillo proporciona parámetros que permiten comparar la morfología de la emisión del disco para las cuatro longitudes de onda modeladas. En particular, la figura 3.6 muestra un desplazamiento tanto radial hacia fuera como azimutal hacia el este del pico de emisión izquierdo (V_0) al aumentar la longitud de onda. Por su parte, el máximo V_1 , ubicado a la derecha del disco, mantiene una ubicación azimutal aproximadamente constante para las distintas longitudes de onda, mostrando solo un pequeño desplazamiento radial de 0.1 arcsec que puede no ser significativo al comparar con el tamaño del haz de las imágenes (ver tabla 2.1). En la figura 3.7, se presentan las gráficas de la ubicación angular de los picos de emisión V_0 y V_1 en función de la longitud de onda (excepto

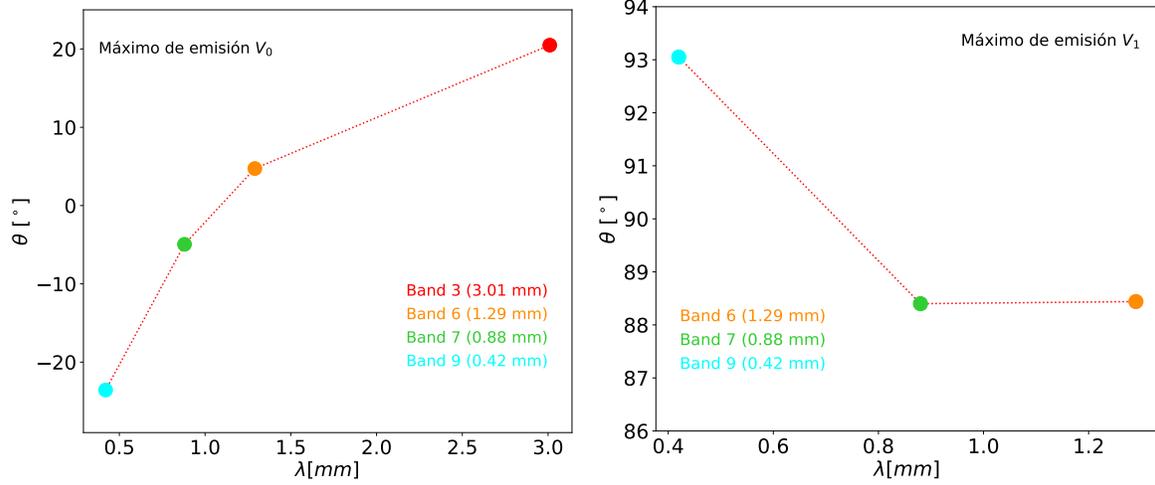


Figura 3.7: Posición angular de los picos de emisión V_0 (izquierda) y V_1 (derecha), como función de la longitud de onda modelada.

para banda 3, donde el modelo no ajustó la posición del vórtice derecho).

En la figura 3.6, se puede apreciar un desplazamiento entre la posición angular de los máximos de emisión modelados (indicados con un círculo de color) y su correspondiente posición dada por los isocontornos de emisión (los isocontornos azules corresponden al disco en la banda 7). Este corrimiento azimutal se presenta en las cuatro bandas de observación debido a la cercanía entre las dos gaussianas modeladas. Cada máximo de emisión tiene asociada una gaussiana que, gráficamente, se observa como la suma de ambas funciones. Al estar muy cercanas entre sí, el pico de emisión de cada una se desplaza debido a la contribución de la cola de la otra. En el plano de las imágenes, es difícil separar la contribución de cada gaussiana, lo que resulta en el desplazamiento azimutal observado en la imagen.

Considerando que la emisión a longitudes de onda más largas se correlaciona con la distribución de granos de mayor tamaño, para los cuales $a_{max} \sim 3\lambda$ (ej., Draine, 2006), se puede observar un desplazamiento azimutal de aproximadamente 44° en la posición del pico de emisión izquierdo entre partículas de tamaño ~ 1.26 mm (detectadas por la banda 9) y ~ 9.03 mm (detectadas por la banda 3), tal como se muestra en la figura 3.6. En un estudio previo realizado por Baruteau & Zhu (2016) sobre la dinámica de los granos de polvo en discos de transición, se propone que la autogravedad del gas, junto con la fuerza indirecta causada por el desplazamiento del sistema estelar respecto al centro del disco, provoca una concentración diferencial de granos grandes y pequeños alrededor de los vórtices anticiclónicos. En un disco

con autogravedad, el desplazamiento azimutal de las partículas con respecto al centro físico del vórtice se vuelve más extremo que en el caso de discos sin autogravedad. En ambos casos, los granos de mayor tamaño quedan atrapados por delante (o por detrás) del vórtice debido a su propia gravedad, y experimentan movimientos en forma de U al estar cerca del máximo de presión.

La cantidad de desplazamiento entre los granos de diferentes tamaños depende del acoplamiento entre el gas y el polvo, que se puede describir mediante el número de Stokes $S_t = \pi\rho_m a / 2\Sigma_{g,max}$, donde las partículas con $S_t \gg 1$ se desacoplan del gas, mientras que las partículas con $S_t \ll 1$ están bien acopladas. Según el estudio de Baruteau & Zhu (2016), el ángulo de desplazamiento de los granos en relación con el centro del vórtice aumenta de manera monótona con el número de Stokes, y la dirección del desplazamiento depende de la ubicación inicial de las partículas, así como de la dirección de rotación del disco.

Como se explica en Baruteau & Zhu (2016), los cambios de dirección en las partículas más grandes están principalmente asociados a dos factores: la aceleración gravitatoria auto-generada por el gas presente en el disco y la interacción gravitacional entre las partículas y el vórtice, tratándolo como si este último fuera un cuerpo masivo.

El desplazamiento azimutal de los máximos en función de la longitud de onda, observado en los modelos paramétricos para el vórtice izquierdo, junto con la dirección de rotación del disco HD 142527 en sentido horario (Casassus et al., 2013), sugiere que las posiciones de los máximos no corresponden a la ubicación del centro físico del vórtice. Por el contrario, estas posiciones indican los lugares donde los granos de polvo pueden concentrarse según su tamaño, debido al efecto combinado de la fuerza indirecta del desplazamiento del sistema estelar respecto al centro del disco y la autogravedad del gas, como lo encontraron Mittal & Chiang (2014) y Baruteau & Zhu (2016). Por lo tanto, los granos más pequeños (detectados por la emisión en banda 9 y representados por el punto cian en la Figura 3.6) se encuentran más cerca del centro físico del vórtice, que debería estar en una posición cercana a la ubicación mostrada por la emisión a 0.42 mm, mientras que los granos más grandes (detectados por la emisión en banda 3 y representados por el punto rojo en la Figura 3.6) se alejan del centro real del vórtice izquierdo.

En cuanto a los puntos correspondientes a las coordenadas polares del vórtice derecho, estos no muestran un desplazamiento azimutal importante. Por lo tanto, es

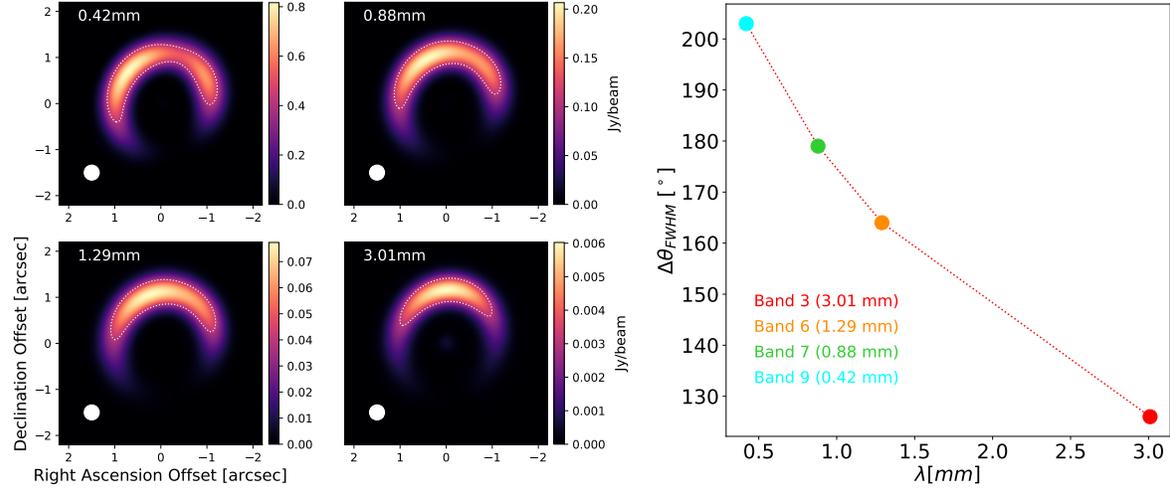


Figura 3.8: Ancho azimuthal de la emisión a potencia media modelada para el máximo principal en HD 142527 como función de la longitud de onda. Las partículas más grandes están más concentradas azimuthalmente (etiqueta roja) que las partículas pequeñas, que están más acopladas al gas (etiqueta cyan).

posible sugerir que las coordenadas ajustadas por los modelos en las bandas 9, 7 y 6 trazan la posición física del centro de dicho vórtice. En esta posición, los granos de polvo de distintos tamaños aparecen concentrados en la misma posición, independientemente de la longitud de onda de observación.

A partir de las imágenes resueltas del disco HD 142527 a una longitud de onda de 8.8 mm, captadas a través del radiotelescopio Australia Telescope Compact Array (ATCA), los autores Casassus et al. (2015) detectaron estructuras en el disco externo que eran opacas a las longitudes de onda de observación de ALMA. En su estudio, Casassus et al. (2015) encontraron que el máximo de emisión a 8.8 mm alcanza los $147 \mu Jy$ por haz, con un haz de 640 mas x 300 mas. Este se ubica en una región muy cercana al norte del disco (en nuestro sistema coordinado 3.4 a $\sim 45^\circ$). Allí, los granos de polvo son más grandes que en el resto de la estructura asociada al disco externo. Además, se observa un segundo máximo de emisión en la misma posición correspondiente al vórtice V_1 . Estas observaciones multifrecuencia, tanto con datos de ALMA como con datos de ATCA, son consistentes con el escenario de la existencia de regiones de atrapamiento de polvo.

Las observaciones a través de ALMA muestran una gran abundancia de granos de tamaños milimétricos en el disco externo, lo que impide observar las trazas de crecimiento de los granos a tamaños mayores en el plano medio del disco. Sin embargo, al observar a longitudes de onda transparentes donde los granos poseen tamaños

centimétricos, es posible rastrear en el disco HD 142527 la presencia de un grupo compacto de granos de polvo incrustados dentro del máximo de emisión a dicha longitud de onda (Casassus et al., 2015). En el contexto del estudio del atrapamiento de polvo, este acoplamiento aerodinámico de los granos de polvo en máximos locales de presión brinda una prometedora perspectiva para la detección de planetesimales en formación mediante futuras observaciones en longitudes de onda centimétricas utilizando interferómetros como ALMA.

En la Figura 3.8, se muestra el ancho azimutal de la emisión a potencia media modelada para el vórtice más intenso en HD 142527 como función de la longitud de onda. A partir de las imágenes de los datos de visibilidad generadas mediante el software CASA, se observa una mayor dispersión espacial de los granos de polvo más pequeños, trazados a 0.42 mm. A medida que se aumenta la longitud de onda, la distribución espacial de los granos se vuelve más compacta, lo que se traduce en una estructura de emisión más pequeña (3.01 mm).

4 Parámetros físicos del polvo en el disco HD 142527

Los modelos y observaciones relacionados con los procesos de formación planetaria predicen el crecimiento, migración y mezcla de las partículas presentes en los discos circunestelares. Se espera que los granos de polvo de tamaños micrométricos crezcan hasta alcanzar el tamaño de planetesimales mediante un proceso que podría establecer restricciones a las etapas iniciales de la formación planetaria (e.g., Testi et al., 2014). Comprender cómo ocurren los procesos de crecimiento de las partículas de polvo en los discos se convierte entonces en el punto de partida para una mejor comprensión de los procesos físicos que toman lugar durante la formación de los planetas.

El análisis espectral de la emisión continua en longitudes de onda milimétricas y submilimétricas es una técnica eficaz para estudiar el tamaño de las partículas de polvo en los discos protoplanetarios (e.g., Macías et al., 2019). El índice espectral (α) en estas longitudes de onda se relaciona con la profundidad óptica (τ_ν) y la pendiente β del coeficiente de absorción ($\kappa_\nu \propto \nu^\beta$). Si se asume que la emisión del polvo es ópticamente delgada y la opacidad está dominada por la absorción, el índice espectral se puede calcular como $\alpha = 2 + \beta$. Como el valor de β depende directamente del tamaño máximo de los granos de polvo, se esperan valores de β alrededor de $\sim 1.6 - 1.8$ para granos de tamaño micrométrico y de $\sim 0 - 1$ para granos de tamaño milimétrico/centimétrico (D'Alessio et al., 2001). Sin embargo, estas suposiciones (emisión del polvo ópticamente delgada y opacidad dominada por absorción), aunque válidas para el medio interestelar, no siempre se cumplen para el caso de los discos protoplanetarios. Cuando la densidad de granos de polvo de tamaños milimétricos o mayores es importante en los discos, la opacidad debido a la dispersión del polvo es significativa y, por ende, hay una fuerte contribución de la luz dispersa a la emisión continua del polvo y a la polarización submilimétrica (Kataoka et al., 2015). Además,

en regiones de alta densidad, la emisión en longitudes de onda milimétricas cortas se hace ópticamente gruesa. Ignorar estos efectos puede llevar a una sobreestimación en el tamaño de los granos de polvo en el disco (e.g., Carrasco-González et al., 2019).

Las observaciones de polarización a longitudes de onda milimétricas son otro método efectivo para determinar el tamaño de los granos de polvo en los discos protoplanetarios. Si las partículas de polvo tienen un tamaño comparable a la longitud de onda de observación, se espera que la dispersión domine la opacidad del disco y que la emisión continua se polarice debido a la autodispersión (Kataoka et al., 2015). Las mediciones de polarización que utilizan cálculos de transferencia radiativa, como los desarrollados por Kataoka et al. (2015), han dado como resultado granos de polvo con tamaños máximos de $100 \mu\text{m}$ a una longitud de observación de $870 \mu\text{m}$. Sin embargo, estos resultados muestran una notable discrepancia en comparación con los tamaños máximos de unos pocos centímetros, medidos a través del índice espectral (e.g., Carrasco-González et al., 2019). Actualmente, no hay una respuesta clara que explique esta discrepancia, aunque se han propuesto diversas hipótesis. Estas se discutirán brevemente en la sección 4.1.

Para obtener un modelo adecuado de la emisión continua de polvo, es necesario entonces considerar los efectos de la dispersión del polvo y la emisión ópticamente gruesa. En particular, para los granos de polvo de tamaños milimétricos o mayores, la dispersión en longitudes de ondas milimétricas debe ser un factor dominante en la opacidad, como se ha señalado en estudios previos (e.g., Sierra et al., 2019). Por otra parte, la obtención de observaciones en longitudes de onda más largas, donde la emisión del polvo es ópticamente más delgada, permitirá obtener información más precisa acerca de los parámetros físicos del polvo en los discos circunestelares (e.g., Zhu et al., 2019).

Durante este capítulo, se describirá la emisión continua de polvo en los discos protoplanetarios en la sección 4.1. Además, se explorará el papel de la opacidad en el estudio observacional de sus propiedades. En la sección 4.2, se desarrollarán numéricamente las ecuaciones para el estudio de los procesos de transferencia radiativa. También se presentará una solución analítica para la contribución de la luz dispersa a la emisión continua del polvo en los discos protoplanetarios. Finalmente, en la sección 4.3, se obtendrán mapas de algunas propiedades físicas del polvo, incluyendo la distribución del tamaño de los granos de polvo, su densidad superficial, temperatura, profundidad óptica, albedo, número de Stokes y parámetro de Toomre. Todo esto,

a partir de las tablas de opacidad de Mie como función del tamaño de los granos, calculadas por Birnstiel et al. (2018).

4.1. Emisión de continuo del disco HD 142527

Aunque el gas representa la mayor parte de la masa total de los discos protoplanetarios, la detección y caracterización de estos objetos depende en gran medida de la luz dispersada por el polvo y de su emisión térmica. Debido a que la opacidad del polvo domina sobre la opacidad del gas, el polvo desempeña un papel fundamental en la determinación de la estructura térmica y la geometría de los discos. (e.g., Natta et al., 2007). Además, las mediciones de la emisión continua permiten detectar distintas estructuras de los discos: las observaciones milimétricas trazan estructuras extendidas, mientras las observaciones centimétricas trazan estructuras compactas (e.g., Pérez et al., 2015).

En los discos protoplanetarios, la opacidad del polvo se debe a procesos de absorción y dispersión. Cuando las partículas de polvo alcanzan tamaños comparables con la longitud de onda observada, la dispersión se convierte en la principal fuente de opacidad en los discos, tal como lo describen Miyake & Nakagawa (1993). El parámetro de tamaño x , que se define como $x = 2\pi a/\lambda$, permite describir el límite de los procesos de dispersión en función de la relación entre el tamaño de los granos (dado por su radio a) y la longitud de onda λ . Cuando las partículas de polvo son muy pequeñas en comparación con la longitud de onda observada ($x \ll 1$), los procesos de dispersión se encuentran en el régimen de Rayleigh. Para partículas de tamaño similar a la longitud de onda ($x \sim 1$), el régimen de Mie domina. Finalmente, cuando las partículas son mucho más grandes que la longitud de onda ($x \gg 1$), los procesos de dispersión ocurren por una barrera física y se encuentran en el límite de la óptica geométrica. Para el caso de los discos protoplanetarios, donde se espera que las partículas crezcan hasta alcanzar tamaños milimétricos o centimétricos, la dispersión en longitudes de onda milimétricas está dominada por la teoría de Mie.

Aunado a lo anterior, los fenómenos de dispersión pueden ocurrir a través de tres procesos denominados: dispersión elástica, dispersión dinámica y dispersión inelástica. Durante los procesos de dispersión elástica, la longitud de onda de la radiación incidente y la radiación dispersada son las mismas, es decir, el rayo de luz solo se redirige. Por su parte, la dispersión dinámica, también llamada dispersión cuasi-elástica,

implica un pequeño cambio en la longitud de onda de la radiación dispersada debido al efecto Doppler. Finalmente, durante la dispersión inelástica se produce una transferencia de energía no conservativa, lo que puede resultar en cambios en la dirección y energía de la partícula dispersada y en la producción de excitaciones en el sistema objetivo (e.g., Davis & Schweiger, 2002). Durante todo el desarrollo llevado a cabo en este trabajo se asume dispersión elástica.

Para estudiar la absorción de radiación proveniente de una fuente, como es el caso del disco protoplanetario en estudio, se utiliza el coeficiente de extinción (también conocido como opacidad), el cual se mide en unidades de cm^2g^{-1} en el sistema cgs. Este coeficiente proporciona una estimación de la cantidad de absorción y dispersión de radiación que ocurre al atravesar un medio. Matemáticamente se encuentra dado por

$$\chi_\nu(a) = \kappa_\nu(a) + \sigma_\nu(a) , \quad (4.1)$$

donde $\kappa_\nu(a)$ representa el coeficiente de absorción y $\sigma_\nu(a)$ el coeficiente de dispersión, ambos en función del radio de los granos de polvo. Estos coeficientes permiten también definir el albedo ω_ν , como el cociente entre el coeficiente de dispersión y el coeficiente de extinción. Esto es

$$\omega_\nu(a) = \frac{\sigma_\nu(a)}{\chi_\nu(a)} = \frac{\sigma_\nu(a)}{\kappa_\nu(a) + \sigma_\nu(a)} . \quad (4.2)$$

Cuando se trata de partículas con un radio máximo donde $2\pi a \gg \lambda$, la dispersión no puede asumirse isotrópica y el coeficiente de dispersión $\sigma_\nu(a)$ debe ser sustituido por un coeficiente de dispersión efectivo (e.g., Birnstiel et al., 2018). Este se define como

$$\sigma_\nu^{eff}(a) = (1 - g_\nu(a))\sigma_\nu(a) , \quad (4.3)$$

siendo g_ν el valor esperado de $\cos \theta$, con θ el ángulo de dispersión (ver figura 4.1). Este valor esperado se encuentra dado por

$$g_\nu(a) = \int_{4\pi} \cos\theta P_\nu(\theta, a) \frac{d\Omega}{4\pi} , \quad (4.4)$$

siendo $P_\nu(\theta, a)$ la función de fase que rige la dispersión (Henyey & Greenstein, 1941) y $d\Omega$ un elemento de ángulo sólido. Cuando $g_\nu = 0$ la distribución de la radiación

dispersada es isotrópica.

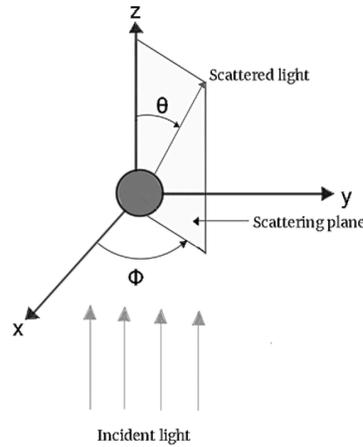


Figura 4.1: Esquema de dispersión geométrica de un grano de polvo esférico en un campo de radiación incidente. La radiación incidente define el eje $+z$, en un plano cartesiano. La radiación es desviada en un ángulo de dispersión θ y un ángulo azimutal Φ . La dirección de dispersión y la dirección incidente definen el plano de dispersión.

Los coeficientes $\kappa_\nu(a)$, $\sigma_\nu(a)$ y $g_\nu(a)$ se obtienen a partir de la tabla de opacidades implementada por Birnstiel et al. (2018). En su modelo, los autores asumen la presencia de partículas sin porosidad y utilizan tablas de los índices de refracción $m(\lambda) = n(\lambda) + i\kappa(\lambda)$ para distintos materiales, los cuales varían en función de la longitud de onda. En este trabajo, se adopta la composición de partículas de polvo propuesta por Birnstiel et al. (2018) en la que la fracción en masa de cada compuesto es la siguiente: orgánicos refractarios (39.66 %), silicatos (32.91 %), hielos de agua (20 %) y troilitas (7.43 %). Utilizando los valores de $n(\lambda)$ y $\kappa(\lambda)$ de la literatura para esta mezcla de compuestos y la teoría de Mie, obtienen una tabla de coeficientes de opacidad para distintos tamaños de grano.

La teoría de Mie permite medir la cantidad de radiación dispersada o absorbida por un conjunto de partículas de polvo en función de la longitud de onda, a partir de los índices de refracción. Esta teoría considera la interacción entre un grano esférico con un índice de refracción complejo y la radiación electromagnética, la cual se describe como una onda plana. En este modelo, se asume que el tamaño de la partícula es mucho menor que la longitud de onda de la radiación incidente y que la dispersión se produce de forma isotrópica en todas las direcciones.

A partir de la teoría de Mie, es posible calcular la eficiencia de dispersión y extin-

ción a partir del cociente entre la sección recta de dispersión (extinción) y la sección geométrica de la partícula de polvo como se expone en Krugel (2002). Esto es

$$Q^{disp}(a, \lambda) = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \cdot [|a_n|^2 + |b_n|^2] , \quad (4.5)$$

$$Q^{ext}(a, \lambda) = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) \cdot Re \{a_n + b_n\} , \quad (4.6)$$

$$g(a, \lambda) = \frac{4}{x^2 Q^{dis}} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{n(n+2)}{n+1} Re \{a_n^* a_{n+1} + b_n^* b_{n+1}\} + \frac{2n+1}{n(n+1)} Re \{a_n^* b_n\} \right] , \quad (4.7)$$

donde a_n y b_n son coeficientes de expansión, mientras que $x = \frac{2\pi a}{\lambda}$ representa el parámetro de tamaño. Los valores de a_n y b_n se obtienen a partir de las condiciones de contorno del campo electromagnético en la superficie del grano de polvo (Krugel, 2002) y se expresan matemáticamente como

$$a_n = \frac{\psi_n(x) \cdot \psi'_n(mx) - m\psi_n(mx) \cdot \psi'_n(x)}{\varsigma_n(x) \cdot \psi'_n(mx) - m\psi_n(mx) \cdot \varsigma'_n(x)} , \quad (4.8)$$

$$b_n = \frac{m\psi_n(x) \cdot \psi'_n(mx) - \psi_n(mx) \cdot \psi'_n(x)}{m\varsigma_n(x) \cdot \psi'_n(mx) - \psi_n(mx) \cdot \varsigma'_n(x)} , \quad (4.9)$$

con x el parámetro de tamaño, m la constante óptica compleja de la esfera y ψ_n , ψ'_n , ς_n , ς'_n funciones complejas.

Es posible escribir los coeficientes de dispersión $\sigma_\lambda(a)$ y absorción $\kappa_\lambda(a)$ por unidad de masa de gas en términos de los parámetros $Q^{disp}(a, \lambda)$ y $Q^{ext}(a, \lambda)$ como sigue

$$\sigma_\lambda(a) = \frac{3}{4a} \frac{Q^{disp}(a, \lambda)}{\rho_d f} \xi , \quad (4.10)$$

$$\kappa_\lambda(a) = \frac{3}{4a} \frac{Q^{abs}(a, \lambda)}{\rho_d f} \xi \quad (4.11)$$

siendo ξ la fracción en masa de polvo a gas para n compuestos, f la fracción del volumen del grano que está ocupado por material, ρ_d la densidad promedio del material sólido de las partículas, $Q^{abs}(a, \lambda)$ y $Q^{disp}(a, \lambda)$ las eficiencias que se pueden calcular usando la teoría de Mie a partir de los índices de refracción. De esta manera, es posible determinar los coeficientes descritos en las expresiones 4.5, 4.6 y 4.7 a partir de los índices de refracción y la teoría de Mie.

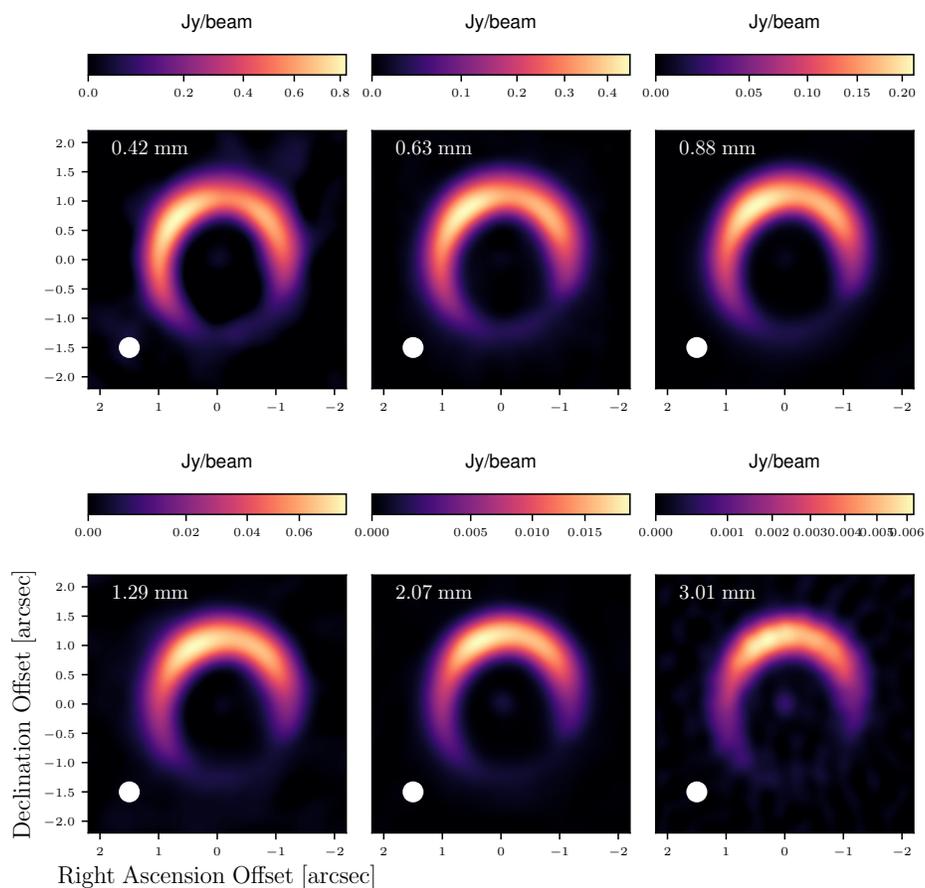


Figura 4.2: Imágenes del continuo del disco protoplanetario alrededor del sistema HD 142527 obtenidas a partir de datos de ALMA en seis longitudes de onda diferentes correspondientes a las bandas 9 (0.42 mm), 8 (0.63 mm), 7 (0.88 mm), 6 (1.29 mm), 4 (2.07 mm) y 3 (3.01 mm). Todas las imágenes están convolucionadas a un mismo tamaño del haz de 325 mas (ver tabla 4.1).

En este trabajo, se utilizaron los datos de emisión continua en seis longitudes de onda (0.42, 0.63, 0.88, 1.29, 2.07 y 3.01 mm) del archivo de ALMA para el sistema HD 142527. Primero, se generaron imágenes en cada banda utilizando el software CASA a partir de los datos de visibilidad (ver figura 2.3). Luego, se seleccionaron los parámetros adecuados para igualar la resolución de los haces de las imágenes y se convolucionaron todas a un haz común de 325 mas para permitir un análisis más preciso (ver figura 4.2). Los parámetros correspondientes a estas imágenes se presentan en la Tabla 4.1.

Tabla 4.1: Parámetros de las imágenes en el continuo convolucionadas a un mismo tamaño de haz

Fuente	Banda ALMA	λ (mm)	Beam (mas \times mas; deg)	Ruido (mJy beam $^{-1}$)
HD142527	9	0.42	325 \times 325; 0	8.54
	8	0.63	325 \times 325; 0	1.33
	7	0.88	325 \times 325; 0	0.32
	6	1.29	325 \times 325; 0	0.68
	4	2.07	325 \times 325; 0	0.04
	3	3.01	325 \times 325; 0	0.03

4.2. Transporte radiativo en discos protoplanetarios

El estudio del campo de radiación de una fuente se encuentra descrito por su intensidad específica I_ν . Esta corresponde a la energía que por unidad de tiempo dt atraviesa una unidad de área dA perpendicular a la dirección de propagación del rayo de luz que se distribuye dentro de una unidad de ángulo sólido $d\Omega$ en un intervalo de frecuencia $d\nu$ y cuya magnitud no cambia con la distancia. Sus unidades en cgs son $ergs^{-1}cm^{-2}sr^{-1}Hz^{-1}$.

Cuando la radiación emitida por una fuente interactúa con la materia presente entre la fuente y el observador, una parte de ésta puede ser absorbida y/o dispersada, lo que produce una variación en la intensidad observada. La ecuación de transferencia radiativa proporciona un mecanismo para estudiar el comportamiento de la intensidad en un medio emisor y absorbente.

Para analizar los efectos de la absorción en la radiación proveniente de los discos protoplanetarios, se asumirá, por simplicidad, el caso de dispersión isotrópica utilizando la aproximación de Eddington (Rybicki & Lightman, 1991). En este caso, la intensidad se puede expresar como una serie de potencias en μ dada por

$$I_\nu(\tau, \mu) = a_\nu(\tau_\nu) + b_\nu(\tau_\nu)\mu, \quad (4.12)$$

donde $\mu = \cos\theta$ es el coseno del ángulo que mide la dirección del rayo de luz con respecto a la normal de un plano de referencia, $\tau_\nu = \Sigma_d \chi_\nu$ es la profundidad óptica como función de la frecuencia con Σ_d la densidad superficial de polvo y $\chi_\nu = \sigma_\nu + \kappa_\nu$ el coeficiente de extinción que depende de los coeficientes de dispersión y absorción por unidad de masa, σ_ν y κ_ν respectivamente. a_ν y b_ν dependen de los tres primeros momentos de la intensidad específica como sigue

$$J_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu d\mu = a_\nu, \quad (4.13)$$

$$H_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu I_\nu d\mu = \frac{b_\nu}{3}, \quad (4.14)$$

$$K_\nu = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \mu^2 I_\nu d\mu = \frac{a_\nu}{3}. \quad (4.15)$$

Siendo J_ν la intensidad media, H_ν el momento proporcional al flujo y K_ν el momento proporcional a la presión de radiación. Es posible observar de las ecuaciones 4.13 y 4.15 que

$$K_\nu = \frac{J_\nu}{3}. \quad (4.16)$$

Esta expresión se conoce como la aproximación de Eddington. Si tomamos la componente normal de la profundidad óptica, es decir, $d\tau_\nu(z) = -(\sigma_\nu + \kappa_\nu)\rho_d dz$, la ecuación de transporte radiativo para el caso en estudio toma la forma

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu(T), \quad (4.17)$$

donde para un medio con temperatura local T , $S_\nu(T)$ corresponde a la función fuente. Como se tiene contribución de un término de dispersión isotrópica, es posible escribir la función fuente como se indica en Mihalas (1978)

$$S_\nu(T) = \frac{\kappa_\nu B_\nu(T) + \sigma_\nu J_\nu}{\kappa_\nu + \sigma_\nu} . \quad (4.18)$$

La cual, en términos del albedo ω_ν (ver ecuación 4.2), puede ser escrita como

$$S_\nu(T) = \omega_\nu J_\nu + (1 - \omega_\nu) B_\nu(T) , \quad (4.19)$$

siendo $B_\nu(T)$ la ley de Planck. Para el estudio de los discos protoplanetarios, la intensidad media J_ν puede aproximarse a través de la solución analítica obtenida por Miyake & Nakagawa (1993)

$$J_\nu = B_\nu(T) \left\{ 1 + \frac{e^{-\sqrt{3(1-\omega_\nu)}t} + e^{\sqrt{3(1-\omega_\nu)}(t-\tau_\nu)}}{e^{-\sqrt{3(1-\omega_\nu)}\tau_\nu}(\sqrt{1-\omega_\nu} - 1) - (\sqrt{1-\omega_\nu} + 1)} \right\} , \quad (4.20)$$

donde $\tau_\nu = \Sigma_d \chi_\nu$ es la profundidad óptica total y t una profundidad óptica variable, ambos parámetros medidos perpendiculares al plano medio del disco. A partir de la expresión 4.20, es posible definir la función

$$f_\nu(t, \tau_\nu, \omega_\nu) = \frac{e^{-\sqrt{3(1-\omega_\nu)}t} + e^{\sqrt{3(1-\omega_\nu)}(t-\tau_\nu)}}{e^{-\sqrt{3(1-\omega_\nu)}\tau_\nu}(\sqrt{1-\omega_\nu} - 1) - (\sqrt{1-\omega_\nu} + 1)} , \quad (4.21)$$

con $J_\nu = B_\nu(1 + f_\nu(t, \tau_\nu, \omega_\nu))$. De este modo, la función fuente (4.19) puede ser reescrita como

$$S_\nu(T) = B_\nu(T)(1 + \omega_\nu f_\nu(t, \tau_\nu, \omega_\nu)) . \quad (4.22)$$

Sustituyendo la expresión 4.22 e integrando la ecuación de transferencia radiativa (4.17), es posible obtener la intensidad emergente. Para apreciar los efectos de la inclinación, es posible corregir la profundidad óptica por el ángulo de inclinación del disco (i) a través del parámetro $\mu = \cos i$. Sierra et al. (2019) proporcionó una solución analítica para esta intensidad emergente

$$I_\nu(T) = \int_0^{\frac{\tau_\nu}{\mu}} S_\nu(T) e^{-t/\mu} \frac{dt}{\mu} , \quad (4.23)$$

$$I_\nu(T) = B_\nu(T) [(1 - e^{-\frac{\tau_\nu}{\mu}}) + \omega_\nu \mathcal{F}(\tau_\nu, \omega_\nu)] \quad (4.24)$$

donde

$$\mathcal{F} = \frac{1}{e^{-\sqrt{3}\epsilon_\nu\tau_\nu}(\epsilon_\nu - 1) - (\epsilon_\nu + 1)} \times \left[\frac{1 - e^{-(\sqrt{3}\epsilon_\nu + \frac{1}{\mu})\tau_\nu}}{\sqrt{3}\epsilon_\nu\mu + 1} + \frac{e^{-\frac{\tau_\nu}{\mu}} - e^{-\sqrt{3}\epsilon_\nu\tau_\nu}}{\sqrt{3}\epsilon_\nu\mu - 1} \right], \quad (4.25)$$

con $\epsilon_\nu = \sqrt{1 - \omega_\nu}$. La expresión 4.24 permite resolver la ecuación de transporte radiativo al considerar los efectos de dispersión y absorción causados por el polvo en los discos protoplanetarios. Esta solución es válida bajo la suposición de que la temperatura del polvo a lo largo de la línea de visión es constante.

Para longitudes de onda milimétricas, es posible parametrizar el coeficiente de extinción χ_ν a través de una ley de potencias dada por

$$\chi_\nu = \chi_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\beta_\chi}, \quad (4.26)$$

siendo β_χ la pendiente para el coeficiente de extinción. En este trabajo, se calculan directamente los coeficientes de extinción para cada frecuencia, sin utilizar la aproximación de la ecuación 4.26. Cabe destacar que, tal y como se muestra en Birnstiel et al. (2018) y Carrasco-González et al. (2019), esta expresión es una buena aproximación para la opacidad en función de la frecuencia.

Por la dependencia de la profundidad óptica con el coeficiente de extinción ($\tau_\nu = \Sigma_d \chi_\nu$), es posible medir los cambios en la profundidad óptica a través de la pendiente β_χ como lo indica la siguiente ecuación

$$\tau_\nu = \tau_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\beta_\chi}, \quad (4.27)$$

donde τ_0 es la profundidad óptica para una frecuencia de referencia ν_0 . Durante todo el desarrollo realizado hasta ahora, se ha asumido dispersión isotrópica. Sin embargo, como se expuso en la sección 4.1, cuando se trata de partículas con un radio máximo donde $2\pi a \gg \lambda$, estas aproximaciones no son las más adecuadas (Birnstiel et al., 2018). Para mitigar estos efectos, se debe sustituir σ_ν por el coeficiente de dispersión efectivo σ_ν^{eff} dado por la ecuación (4.3).

A partir del análisis anterior, se puede observar que al considerar los efectos de la dispersión en la opacidad debida al polvo, las ecuaciones de transporte radiativo se vuelven mucho más complejas. De acuerdo con la expresión 4.24, vemos que esta depende de los parámetros: T_d , Σ_d , ω_ν , β_χ y χ_0 . Los términos ω_ν , β_χ y χ_0 son fijos

para valores dados de a_{max} , p y composición química. Para determinar el tamaño de $a_{máx}$, se asume un valor para la pendiente p (que será introducida en la sección 4.3), de manera que la ecuación 4.24 dependa únicamente de T_d , Σ_d y a_{max} .

Del desarrollo presentado en esta sección, es posible realizar los cálculos requeridos para estimar las propiedades del polvo en el disco protoplanetario HD 142527.

4.3. Propiedades físicas del polvo en el disco HD 142527

El estudio de las propiedades del polvo en un disco protoplanetario implica analizar su distribución espectral de energía. Por esta razón, se realizó un ajuste inicial de SEDs para el disco HD 142527 utilizando datos de emisión continua correspondientes a seis longitudes de onda distintas, como se muestra en la figura 4.3. En este proceso de ajuste, se empleó la expresión 4.24 para describir la intensidad en el disco, teniendo en cuenta los efectos de absorción y dispersión causados por el polvo.

La figura 4.3 muestra los ajustes de la distribución espectral de energía (SED) en cuatro posiciones distintas del sistema HD 142527. En la imagen de la izquierda se aprecia la emisión continua del disco a una longitud de onda de 1.29 mm, donde se observa una estructura asimétrica en forma de herradura con un doble pico de intensidad en la zona norte. Por otro lado, las figuras 4.3(a)-(d) representan la SED en cada una de las cuatro posiciones señaladas con cruces en la imagen izquierda. Estas posiciones corresponden a la intensidad máxima (A), mínima (D) y mediana (B) de la emisión continua detectada, además de un punto seleccionado en el centro del disco (C) para analizar la emisión asociada al disco interno.

Las líneas punteadas en los cuatro paneles de la derecha de la figura 4.3 representan las curvas de mejor ajuste para la emisión de polvo. Los puntos rojos corresponden a los valores utilizados en el ajuste, ya que tienen una relación señal-ruido (SNR) mayor a 3. Las SED de mejor ajuste para los puntos A, B y D pueden describir bien las distribuciones de energía observadas dentro de las incertidumbres. Sin embargo, para el punto C, que corresponde al disco interno del sistema, la curva de mejor ajuste para la emisión de polvo no describe de manera precisa el comportamiento de los puntos muestreados. En lugar de una sola pendiente, fue necesario ajustar una recta (ver línea negra discontinua en la figura 4.3) a los 3 puntos asociados con las frecuencias más bajas y una curva a la emisión de polvo trazada por los 4 puntos con

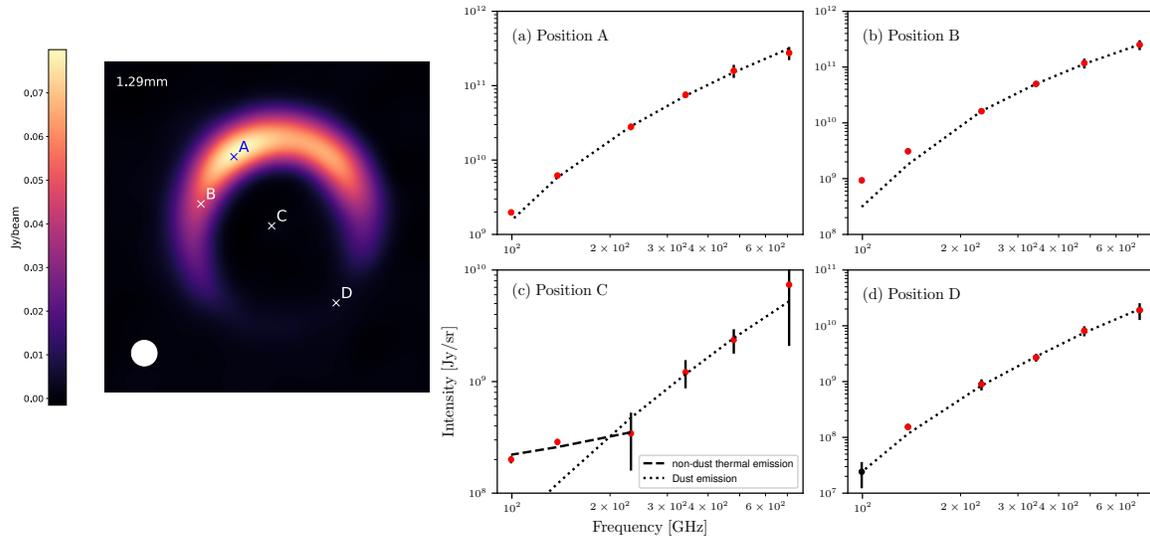


Figura 4.3: La imagen de la izquierda muestra la emisión continua del disco HD 142527 a una longitud de onda de 1.29 mm. En ella se pueden identificar cuatro puntos que indican las posiciones de las intensidades máxima (A), mediana (B) y mínima (D), así como un punto correspondiente al disco interno (C). El círculo blanco representa el tamaño del haz de 325 mas. En las figuras (a)-(d), se presentan las distribuciones espectrales de energía obtenidas en las posiciones A, B, C y D, a partir de los datos captados por ALMA en seis longitudes de onda diferentes (puntos). Las barras de error representan las incertidumbres asociadas al ruido presente en los datos. Las curvas punteadas corresponden a las SEDs que mejor se ajustan a la emisión térmica del polvo, mientras que los puntos rojos representan los valores utilizados para determinar dicho ajuste. En la figura (C), se muestra una recta discontinua que representa la contribución de la emisión no térmica en el disco interno.

las frecuencias más altas.

El valor de la pendiente de la recta ajustada a los 3 puntos de más baja frecuencia es de $\alpha = 0.621$. Se ha observado que valores de pendientes alrededor de 0.6 están asociados a vientos estelares ionizados con velocidad constante (Estalella & Pons, 1997). Los vientos ionizados asociados a objetos estelares jóvenes muestran una disminución en la densidad a medida que aumenta la distancia a la estrella. Como resultado, las regiones centrales, con alta densidad, son ópticamente gruesas, mientras que las zonas más alejadas, con densidad más baja, tienden a ser ópticamente delgadas.

Esta detección de la emisión de vientos ionizantes a frecuencias de unos cuantos cientos de GHz resulta interesante, ya que se espera que a frecuencias tan altas la emisión sea ópticamente delgada y presente una pendiente de $\alpha = -0.1$ (Estalella & Pons, 1997). Sin embargo, los resultados obtenidos no coinciden con esta expectativa. Por lo tanto, este caso de estudio representa una valiosa oportunidad para mejorar

la comprensión de los fenómenos físicos presentes en el disco interno del sistema. Observaciones futuras de alta resolución angular permitirán investigar en detalle las características de la emisión de vientos ionizantes y obtener una visión más completa de los procesos físicos involucrados en el disco interno.

La comparación de los ajustes de las distribuciones espectrales de energía obtenidos en este estudio con los realizados por Yen & Gu (2020) muestra una gran concordancia en los resultados. No obstante, en el presente trabajo se incluye un ajuste adicional para la posición del disco central que no fue abordado en el estudio de Yen & Gu (2020).

Es sabido que el tamaño de los granos de polvo en los discos protoplanetarios no está restringido a un intervalo discreto de valores, sino que se espera que la población de polvo siga una distribución continua de tamaños (Birnstiel et al., 2018). A medida que los granos se desplazan y crecen a distintos ritmos con el tiempo, las poblaciones de tamaños varían, lo que dificulta el modelado de este proceso y, por ende, la interpretación de los mapas de emisión continua en milimétrico mediante modelos simples de opacidad de polvo. Para simplificar este problema, se asume una ley de potencias para la distribución de tamaños de los granos de polvo de la forma

$$n(a)da \propto a^{-p}da \quad a_{min} < a < a_{max} , \quad (4.28)$$

donde a representa el radio de las partículas, $n(a)$ el número de partículas por unidad de volumen con tamaños entre a y $a + da$, p la pendiente de la distribución y a_{max} y a_{min} los tamaños máximo y mínimo de los granos de polvo, respectivamente. El parámetro a_{min} , que toma un valor para este estudio de $0.05\mu m$, tiene escasa influencia a longitudes de onda milimétricas. Por su parte, el valor de a_{max} , que representa el grado de crecimiento de las partículas de polvo y la pendiente p , que indica el modo de crecimiento de los granos, tienen un fuerte impacto en la determinación de la opacidad del polvo en longitudes de onda milimétricas y pueden ser determinados observacionalmente (Miyake & Nakagawa, 1993). Un valor pequeño para p (~ 2.5) puede sugerir procesos donde el crecimiento de las partículas de polvo es dominante, mientras que valores grandes para p (~ 3.5) pueden indicar procesos donde se ha interrumpido su crecimiento (Miyake & Nakagawa, 1993).

Para obtener los mapas de mejor ajuste de los parámetros que describen el estado físico del polvo en el disco HD 142527, tales como el tamaño máximo de las partículas de polvo a_{max} , la densidad superficial de polvo Σ_d y la temperatura del polvo T_d , se

utilizó un script en Python. Este script se ejecutó siguiendo los siguientes pasos:

1. Lectura de las imágenes asociadas a cada una de las seis bandas de observación.
2. Definición de parámetros como la distancia al sistema, la pendiente para el tamaño de los granos, los ángulos de posición e inclinación del disco, entre otros.
3. Definición del ruido r.m.s asociado a cada imagen.
4. Lectura de la tabla de opacidades desarrollada por Birnstiel et al. (2018).
5. Determinación de los intervalos en los que se van a explorar los parámetros a_{max} , T_d y Σ_d .
6. Obtención de los distintos ajustes píxel a píxel para cada uno de los tres parámetros.
7. Cálculo de la probabilidad para cada ajuste realizado píxel a píxel y selección del mejor ajuste.
8. Creación de los mapas para los modelos de mejor ajuste.
9. Generación de mapas de profundidad óptica, número de Stokes, parámetro de Toomre y albedo.

En la figura 4.4, se muestran los mapas de mejor ajuste para los parámetros que caracterizan el estado físico del polvo en el disco HD 142527: el tamaño máximo de las partículas de polvo (a_{max}), la densidad superficial de polvo (Σ_d) y la temperatura del polvo (T), considerando una pendiente de distribución de tamaño de partículas de $p = 2.5$. En el panel izquierdo se observa que el tamaño máximo de las partículas de polvo es de alrededor de 1.6 mm. En la mayor parte del disco, el tamaño de los granos es homogéneo fluctuando entre 0.7 y 1.2 mm, salvo en una región al norte donde los granos son más pequeños que en cualquier otra posición del disco, mostrando tamaños cercanos a 0.4 mm. No se detectan granos de tamaños centimétricos ni regiones que indiquen un crecimiento significativo del polvo. Este resultado está relacionado con el hecho de que los granos milimétricos son tan abundantes en el disco externo que la observación del crecimiento de las partículas de polvo a longitudes de onda

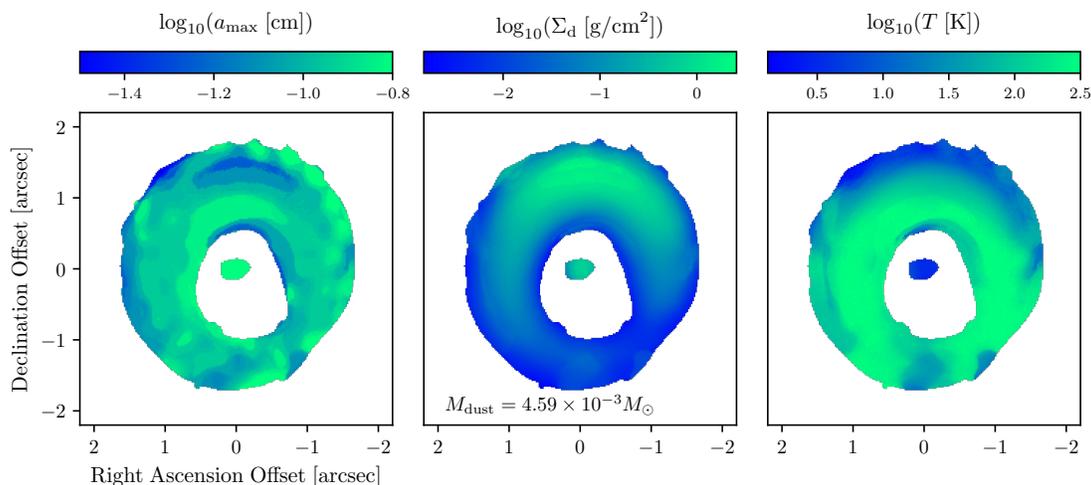


Figura 4.4: Mapas de mejor ajuste para el tamaño máximo de granos de polvo (panel izquierdo), la densidad superficial de polvo (panel central) y la temperatura del polvo (panel derecho) para el disco protoplanetario HD 142527. Estos mapas se obtuvieron mediante el análisis espectral de la emisión continua registrada a través de ALMA en seis longitudes de onda que abarcan desde 0.42 mm hasta 3.01 mm. Para el ajuste se asumió una pendiente para la distribución de tamaños de las partículas de $p = 2.5$.

submilimétricas se ve obstaculizada por la opacidad. Como consecuencia, a estas longitudes de onda, solo se puede observar la emisión asociada a las capas más externas del disco y no al plano medio, donde se espera encontrar indicios de crecimiento del polvo, como se sugiere en Casassus et al. (2015) mediante observaciones a 8.8 mm con el interferómetro ATCA.

En el mapa de densidad superficial de polvo que se muestra en el panel intermedio de la figura 4.4, se observa que el polvo se concentra principalmente en la región norte del disco, donde la densidad alcanza su valor máximo de $1.6g/cm^2$. Este comportamiento es consistente con los resultados previos obtenidos por autores como Yen & Gu (2020) y Casassus et al. (2015). En el presente estudio se han considerado los efectos de dispersión del polvo, lo que ha permitido obtener valores más precisos al tener en cuenta los coeficientes de absorción y dispersión adoptados de (Birnstiel et al., 2018). Como resultado, se han obtenido mejores restricciones en la estimación de la opacidad del disco y, por lo tanto, de su densidad superficial de polvo.

A partir de los valores de densidad superficial obtenidos pixel a pixel, se ha estimado una masa total de polvo en el disco de $4.59 \times 10^{-3} M_{\odot}$. Este resultado está en el mismo orden de magnitud que valores obtenidos en estudios previos, como Casassus et al. (2015), donde se estimó una masa de granos de polvo compuestos principalmente

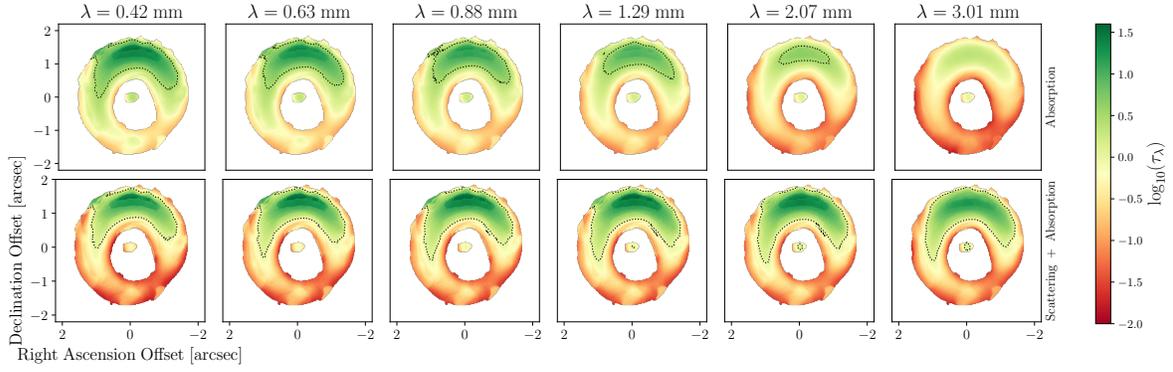


Figura 4.5: Mapas de profundidad óptica total para cada una de las seis longitudes de onda observadas. En el panel superior se muestran mapas asociados a la componente de opacidad debida únicamente a la absorción, mientras que en el panel inferior se muestra la componente de opacidad asociada tanto a la absorción como a la dispersión. Se utilizó un contorno punteado para delimitar la transición entre la emisión ópticamente gruesa y delgada, donde $\tau_\lambda = 1$. Para el ajuste se asumió una pendiente de $p = 2.5$ para la distribución de tamaños de las partículas.

por astrosilicatos de $1.6 \times 10^{-3} M_\odot$.

La temperatura del polvo en el disco se presenta en el panel derecho de la figura 4.4. Este mapa revela que la mayor parte del disco tiene una temperatura cercana a los ~ 160 K, a excepción de una región al norte donde la temperatura desciende hasta valores de ~ 40 K. Esta estructura de temperatura, que muestra una región más fría al norte, puede explicarse por la inclinación del disco interno y las sombras proyectadas por éste sobre el disco externo (ver figura 2.1). Según Marino et al. (2015); Casassus et al. (2015), un modelo para el sistema HD 142527 con una inclinación de $70^\circ \pm 5^\circ$ entre el disco interno y el plano medio del disco externo permite explicar algunas condiciones físicas observadas en el disco exterior. Específicamente, las sombras en luz dispersa del disco interno sobre el disco externo producen disminuciones de temperatura en la región norte del disco, como se puede apreciar en imágenes submilimétricas continuas, ya que el calentamiento estelar es bloqueado por el disco interno. Las variaciones de temperatura producidas por la sombra del disco interno afectan la termodinámica del disco externo. En particular, esta modulación de la temperatura ejerce una fuerza periódica en el disco, lo que podría explicar el patrón de espiral observado en el sistema (Casassus et al., 2015).

A partir de los mapas de mejor ajuste para a_{max} , Σ_d y T , se espera que la estructura de doble pico observada en la emisión continua a longitudes de onda cortas, como 0.42 mm, esté determinada por el campo de temperatura y que los granos de tamaño

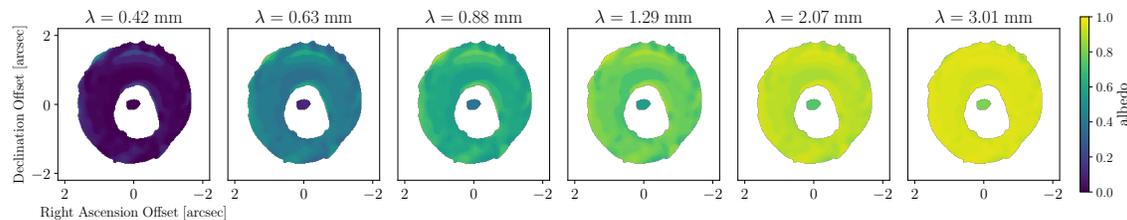


Figura 4.6: Mapas de albedo para cada una de las seis longitudes de onda observadas. Para el ajuste se asumió una pendiente de $p = 2.5$ para la distribución de tamaños de las partículas.

milimétrico se distribuyan de manera aproximadamente uniforme a lo largo de la estructura del disco externo.

En los discos protoplanetarios, la opacidad es principalmente causada por el polvo, que absorbe y dispersa la radiación. La figura 4.5 muestra los mapas de la profundidad óptica total para cada una de las seis bandas de observación de HD 142527, asumiendo una pendiente para el tamaño de los granos de $p=2.5$. En los paneles superiores se muestra la profundidad óptica tomando solo la componente de absorción, mientras que los paneles inferiores muestran la profundidad óptica tomando tanto la componente de absorción como la de dispersión. Cabe destacar que el isocontorno punteado en la figura corresponde a $\tau_\lambda = 1$, que representa el límite entre la emisión ópticamente gruesa ($\tau_\lambda \gg 1$) y la emisión ópticamente delgada ($\tau_\lambda \ll 1$).

Observando los paneles superiores de la figura 4.5, se puede ver que a longitudes de onda más cortas, la emisión en la región norte del disco (correspondiente a la ubicación de los vórtices) es ópticamente gruesa. Sin embargo, a medida que aumenta la longitud de onda, la opacidad del disco disminuye, llegando a ser ópticamente delgado a 3.01 mm. En cambio, los paneles inferiores muestran que para todas las longitudes de onda, la región norte del disco es ópticamente gruesa. A medida que aumenta la longitud de onda, la profundidad óptica disminuye ligeramente, pero nunca alcanza el límite de la emisión ópticamente delgada en ninguna banda. Estos resultados son consistentes con el mapa de densidad superficial de granos, donde se encuentra que la región con mayor densidad superficial de polvo es también la región de mayor opacidad (norte del disco).

El albedo es la fracción de la radiación incidente que se refleja en la superficie del polvo (ecuación 4.2). En la figura 4.6 se muestra el mapa de albedo en seis longitudes de onda para una distribución de tamaño de partículas con pendiente $p=2.5$. Los mapas muestran un aumento del albedo con el aumento de la longitud de onda, es

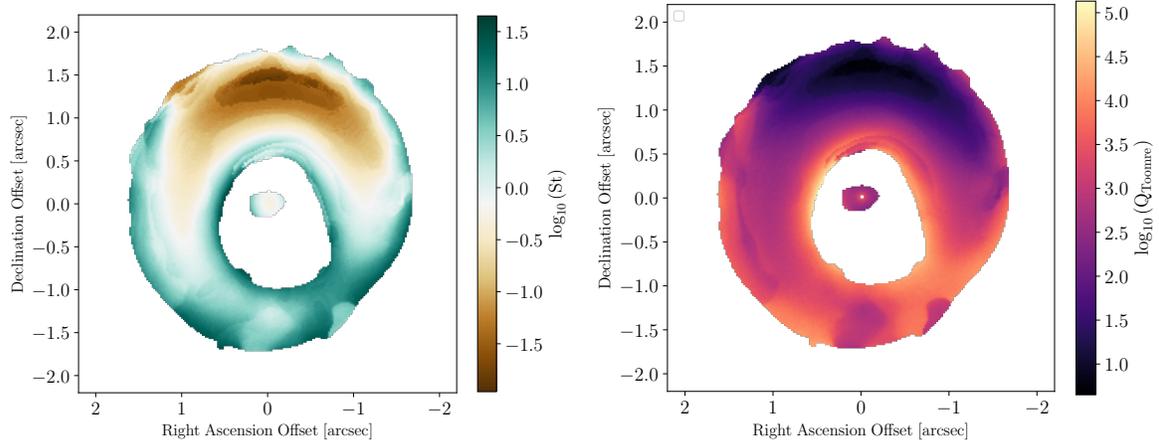


Figura 4.7: Mapas de número máximo de Stokes (izquierda) y parámetro de Toomre (derecha). Ambos se han calculado suponiendo una relación de masa de polvo a gas de $1/5$ y una distribución de tamaños de partículas con una pendiente $p = 2.5$.

decir, cuando el tamaño de los granos es mayor, su área efectiva aumenta y por ende se puede reflejar una mayor cantidad de radiación incidente.

A partir de los resultados previos, es posible estimar los mapas del número de Stokes, St , y del parámetro de Toomre, Q_{Toomre} (ver Figura 4.7), asumiendo un índice para la ley de potencia del tamaño de los granos de polvo de $p = 2.5$. El número de Stokes, dado por la expresión 3.5, es un factor que describe la dinámica del polvo en el disco y es linealmente dependiente del tamaño de los granos, excepto en las regiones más densas. En particular, mide el estado de acoplamiento entre el gas y el polvo presente en el disco (Whipple, 1972). Partículas con un número de Stokes pequeño ($St \ll 1$) se acoplan a la velocidad del gas en escalas de tiempo mucho menores que el periodo orbital, mientras que partículas con un número de Stokes muy grande ($St \gg 1$) están desacopladas del gas, ya que pasará mucho tiempo antes de que las fuerzas de arrastre debidas al gas alteren significativamente su velocidad (e.g., Birnstiel et al., 2016).

Por otro lado, el parámetro de Toomre cuantifica la estabilidad gravitacional del disco, de manera que si $1 < Q_{Toomre} < 1.7$, el disco es estable a perturbaciones lineales de primer orden, pero si las perturbaciones de segundo orden crecen, podrían producir inestabilidades gravitacionales en el disco. Por otra parte, si $Q_{Toomre} < 1$, el disco es inestable incluso para perturbaciones lineales (Toomre, 1964). Matemáticamente, este parámetro se define mediante la expresión

$$\mathcal{Q}_{Toomre} = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma_g}, \quad (4.29)$$

siendo c_s la velocidad del sonido, Ω la frecuencia de rotación angular del disco (se asume que es Kepleriana); G la constante gravitacional y Σ_g la densidad superficial del gas, que para este estudio se toma como $\Sigma_g = 5\Sigma_d$ basado en los resultados obtenidos por Boehler et al. (2017). El mapa de la izquierda en la figura 4.7 muestra que la mayor parte del disco tiene un número de Stokes mayor que 1, excepto la región norte donde disminuye hasta un mínimo de 0.025. Estos resultados indican que las partículas situadas al norte del disco están acopladas al movimiento del gas y presentan tamaños más pequeños que en cualquier otro punto del disco. Este resultado es consistente con el mapa del tamaño máximo de los granos, donde las partículas más pequeñas se encuentran justo al norte del disco.

Por su parte, el mapa de la derecha en la figura 4.7 muestra que el parámetro de Toomre es mayor que 1.7 para todos los puntos del disco, lo que indica que este es gravitacionalmente estable. El valor mínimo de \mathcal{Q}_{Toomre} se alcanza al norte del disco con un valor cercano a 8.

A continuación, se hace una exploración para los parámetros físicos del polvo asumiendo una pendiente para el tamaño de los granos de polvo de $p=3.5$.

En la figura 4.8 se muestran los mapas de mejor ajuste de los parámetros a_{max} , Σ_d y T , para $p = 3.5$. En el panel izquierdo se puede observar que el tamaño máximo de las partículas de polvo es homogéneo en la mayor parte del disco, donde se encuentran granos con tamaños entre 1 - 1.6 mm. Solo en una pequeña región al norte del disco las partículas alcanzan tamaños tan pequeños como 0.8 mm. El comportamiento mostrado por este mapa es consistente con los resultados obtenidos al asumir una pendiente $p=2.5$. Sin embargo, en este caso, los granos de polvo alcanzan a tener tamaños un poco más grandes. No se detectan granos de tamaños centimétricos ni regiones que indiquen crecimiento de los granos de polvo.

El mapa de densidad superficial mostrado en el panel central de la figura 4.8 presenta un comportamiento similar al mapa obtenido asumiendo una pendiente de $p=2.5$, donde se observa una mayor concentración de los granos de polvo al norte del disco. En este caso, la densidad superficial de polvo alcanza un valor máximo de 2.5 g/cm^2 y la masa total de polvo es de $9.52 \times 10^{-3} M_\odot$. Este resultado está en el mismo orden de magnitud que los valores obtenidos en estudios previos (e.g., Casassus et al., 2015) y en el caso de $p=2.5$.

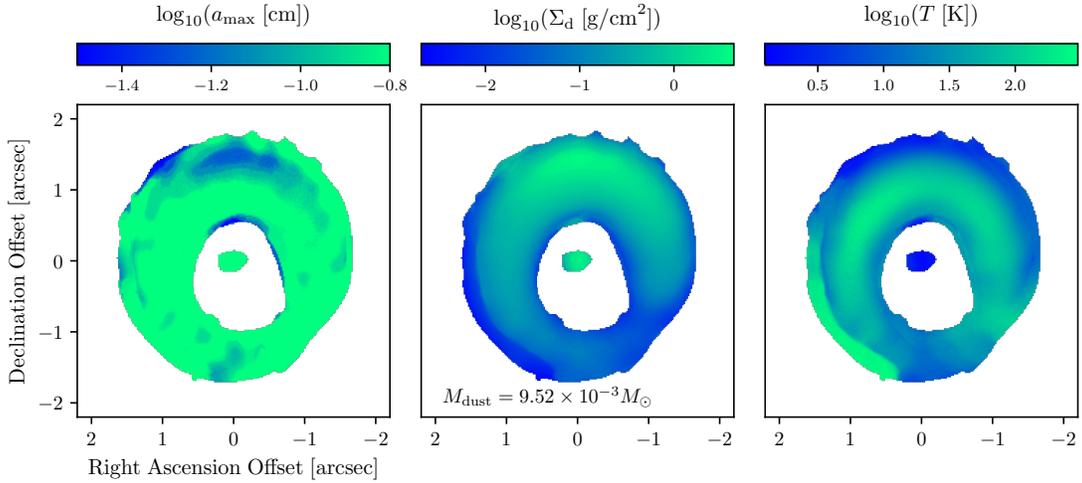


Figura 4.8: Mapas de mejor ajuste para el tamaño máximo de granos de polvo (panel izquierdo), la densidad superficial de polvo (panel central) y la temperatura del polvo (panel derecho) para el disco protoplanetario HD 142527. Estos mapas se obtuvieron mediante el análisis espectral de la emisión continua registrada a través de ALMA en seis longitudes de onda que abarcan desde 0.42 mm hasta 3.01 mm. Para el ajuste se asumió una pendiente para la distribución de tamaños de las partículas de $p = 3.5$.

En el panel derecho de la figura 4.8 se muestra la distribución de temperatura del polvo en el disco. Se puede observar una estructura más marcada en forma de herradura, donde hay una pequeña disminución en la temperatura justo en la región norte del disco. Esta característica también puede ser explicada por la sombra en luz dispersa del disco interno sobre el disco externo (ver figura 2.1). En este modelo, la temperatura alcanza un valor máximo de 316 K, en un punto cercano a la ubicación del pico de emisión izquierdo mostrado en las imágenes de continuo a 0.42 mm. También se observa un aumento de temperatura en el borde inferior izquierdo del disco. Sin embargo, es importante destacar que este comportamiento se relaciona con un problema de frontera en dicha región donde la señal a ruido es baja. Por lo tanto, este calentamiento adicional es simplemente un resultado numérico debido a dificultades en el ajuste de los contornos.

La figura 4.9 muestra los mapas de profundidad óptica total. En los paneles superiores, se presenta la profundidad óptica considerando únicamente la componente de absorción, mientras que en los paneles inferiores se muestra la profundidad óptica considerando tanto la componente de absorción como la de dispersión. Al igual que en el caso de $p=2.5$, el isocontorno punteado en la figura representa $\tau_\lambda = 1$.

Los paneles superiores de la figura 4.9 indican que a longitudes de onda más

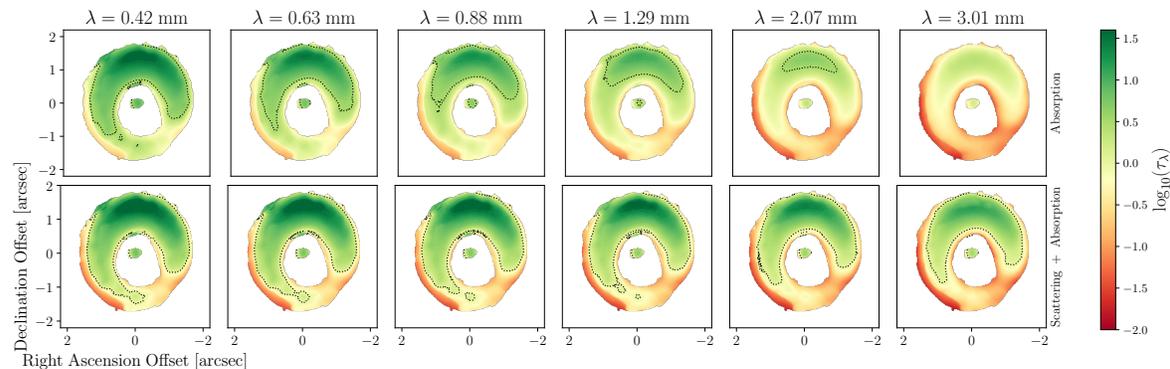


Figura 4.9: Mapas de profundidad óptica total para cada una de las seis longitudes de onda observadas, donde se considera solo la componente debido a la absorción en el panel superior y los efectos de absorción + dispersión en el panel inferior. En cada mapa, se indica con un contorno punteado el límite entre emisión ópticamente gruesa y delgada, donde $\tau_\lambda = 1$. Para el ajuste se asumió una pendiente de $p = 3.5$ para la distribución de tamaños de las partículas.

cortas, la emisión en la región norte del disco es ópticamente gruesa. Sin embargo, a medida que aumenta la longitud de onda, la opacidad del disco disminuye, llegando a ser ópticamente delgado a 3.01 mm. En cuanto a los paneles inferiores, la región norte del disco es ópticamente gruesa para todas las longitudes de onda. A medida que aumenta la longitud de onda, la profundidad óptica disminuye ligeramente, pero nunca alcanza el límite de la emisión ópticamente delgada en ninguna banda. Estos resultados son consistentes con los obtenidos para $p=2.5$. Sin embargo, en los paneles inferiores, donde se muestran las componentes de absorción y dispersión, se observa que la mayor parte del disco es ópticamente gruesa y solo hay una ligera disminución en la profundidad óptica con el aumento de la longitud de onda.

La figura 4.10 muestra los mapas de albedo en seis longitudes de onda. En estos mapas, se puede observar un aumento del albedo con el aumento de la longitud de onda, lo que sugiere que, a medida que el tamaño de los granos de polvo aumenta, su área efectiva también lo hace, permitiéndoles reflejar una mayor cantidad de radiación incidente. Al comparar estos resultados con los obtenidos para una pendiente en el tamaño de los granos de polvo de $p=2.5$, se puede observar que en este caso el albedo nunca es cero. De hecho, para la longitud de onda más corta (0.42 mm), el albedo toma un valor mínimo de 0.5. Esto sugiere que, al asumir una pendiente $p=3.5$, el disco refleja una mayor cantidad de radiación en distintas longitudes de onda que para el caso de $p=2.5$.

Finalmente, a partir de los resultados previos, es posible estimar los mapas del

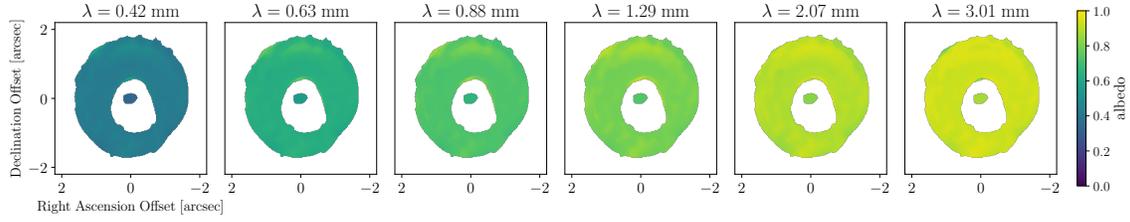


Figura 4.10: Mapas de albedo para cada una de las seis longitudes de onda observadas. Para el ajuste se asumió una pendiente de $p=3.5$ para la distribución de tamaños de las partículas.

número de Stokes, St , y del parámetro de Toomre, \mathcal{Q}_{Toomre} (ver Figura 4.11). Al igual que para el caso de $p=2.5$, se asume un valor para $\Sigma_g = 5\Sigma_d$ basado en los resultados obtenidos por Boehler et al. (2017). El mapa de la izquierda en la figura 4.11 muestra que el mayor porcentaje del disco tiene un número de Stokes menor que 1, donde este comportamiento se hace extremo en la región norte donde alcanza un valor mínimo de 0.01. Estos resultados indican que la mayor parte de las partículas situadas en el disco se encuentran acopladas al movimiento del gas. Al comparar este resultado con el obtenido al asumir una pendiente de $p=2.5$, en este modelo hay una mayor cantidad de granos de polvo lo suficientemente pequeños como para que puedan estar acoplados a la dinámica del gas en el disco y no se restringe solo a una región al norte del disco.

Al igual que para el caso $p=2.5$, el mapa de la derecha en la figura 4.11 muestra que el parámetro de Toomre es mayor a 1.7 para todos los puntos del disco, lo que indica que este es gravitacionalmente estable. El valor mínimo de \mathcal{Q}_{Toomre} se alcanza al norte del disco con un valor cercano a 3.

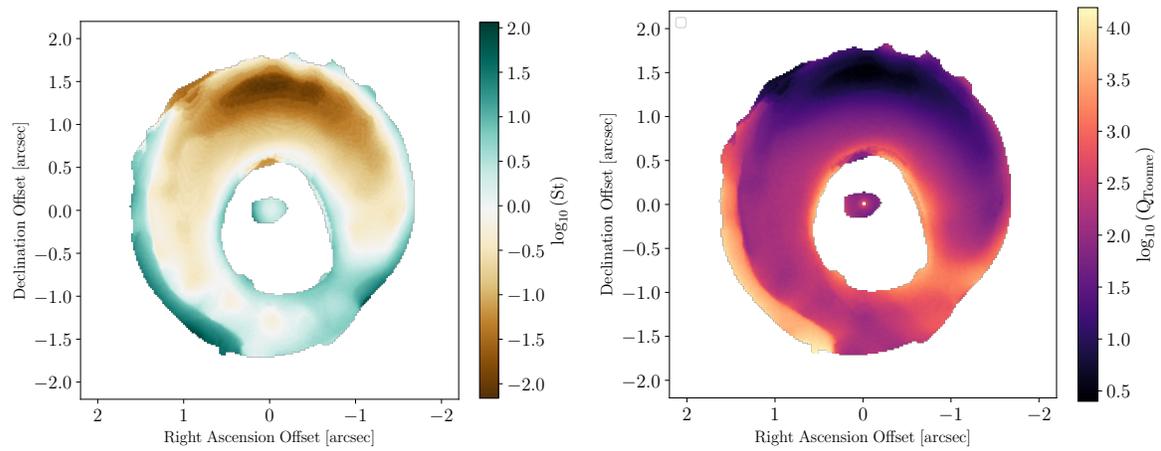


Figura 4.11: Mapas de número máximo de Stokes (izquierda) y parámetro de Toomre (derecha). Ambos se han calculado suponiendo una relación de masa de polvo a gas de $1/5$ y una distribución de tamaños de partículas con una pendiente de $p=3.5$.

5 Conclusiones

En este trabajo se han desarrollado modelos paramétricos para estudiar la emisión del polvo en el disco alrededor del sistema HD 142527 en cuatro longitudes de onda diferentes (0.42 mm, 0.88 mm, 1.29 mm y 3.01 mm). Además, se han generado mapas para caracterizar la temperatura del polvo, su densidad superficial, profundidad óptica, albedo, número de Stokes y parámetro de Toomre, utilizando las tablas de opacidad provistas por (Birnstiel et al., 2018) y asumiendo una distribución de tamaños para los granos de polvo en el disco con pendientes $p = 2.5$ y 3.5 . En resumen, las principales conclusiones obtenidas en este trabajo son:

- El modelo paramétrico de emisión propuesto, que consiste en la suma de dos gaussianas en dirección radial y azimutal junto con una fuente puntual, representa adecuadamente tres de los cuatro conjuntos de datos disponibles a diferentes longitudes de onda. Sin embargo, no se logró ajustar correctamente la posición de la gaussiana asociada al vórtice de la derecha al analizar los datos en banda 3 (3.01 mm), ya que los dos máximos de emisión están muy cercanos y resulta difícil distinguir entre ellos. Para mejorar el ajuste a 3.01 mm, se sugiere modelar la emisión con una gaussiana asimétrica junto con una fuente puntual en el centro. De esta manera, se esperaría modelar la emisión observada de forma más precisa.
- Los ajustes de los modelos paramétricos indican que a medida que aumenta la longitud de onda, la posición angular asociada al vórtice izquierdo experimenta un desplazamiento azimutal en sentido de las manecillas del reloj. En consideración de la dirección de rotación del disco HD 142527 en sentido horario (Casassus et al., 2013), este estudio sugiere que las posiciones de los máximos no corresponden a la ubicación del centro físico del vórtice. En cambio, estas posiciones indican los lugares donde los granos de polvo pueden concentrarse

según su tamaño, debido al efecto combinado de la fuerza indirecta del desplazamiento del sistema estelar respecto al centro del disco y la autogravedad del gas. En consecuencia, los granos más pequeños (detectados por la emisión en banda 9) se encuentran más cerca del centro físico del vórtice, que debería estar en una posición cercana a la ubicación mostrada por la emisión a 0.42 mm, mientras que los granos más grandes (detectados por la emisión en banda 3) se alejan del centro físico del vórtice izquierdo.

- Los modelos paramétricos indican que las coordenadas polares ajustadas para el vórtice derecho no presentan un desplazamiento azimutal significativo. Por lo tanto, se sugiere que estas coordenadas trazan la posición física del centro de dicho vórtice en las distintas longitudes de onda. En esta posición, los granos de polvo de diferentes tamaños aparecen concentrados en el mismo lugar.
- El estudio del disco externo del sistema HD 142527 a través de cuatro bandas de observación de ALMA ha revelado una alta abundancia de granos de tamaño milimétrico, lo que dificulta la observación del crecimiento de los granos a tamaños mayores en el plano medio del disco. No obstante, observaciones a longitudes de onda transparentes como las realizadas por Casassus et al. (2015), donde los granos tienen un tamaño centimétrico, permiten rastrear la presencia de un grupo compacto de granos de polvo incrustados al norte del disco. Por ello, resultaría interesante llevar a cabo más observaciones de alta resolución angular del sistema HD 142527 a longitudes de onda tan largas como 7-8 mm. Estas longitudes de onda son ópticamente delgadas y permitirían la observación directa de las regiones de crecimiento y atrapamiento de los granos de polvo en el disco, lo que podría ayudar a identificar los posibles lugares de formación de planetesimales.
- Con el propósito de desarrollar el artículo científico, se tiene previsto implementar los modelos paramétricos de emisión correspondientes a las bandas 4 (2.07 mm) y 8 (0.63 mm), para los cuales se dispone de los datos necesarios y que debido a limitaciones en la capacidad computacional, no fue posible llevar a cabo durante el presente trabajo.
- Las distribuciones espectrales de energía ajustadas para el sistema HD 142527 muestran una buena descripción de las medidas observacionales en tres de los

cuatro puntos muestreados. Sin embargo, para el punto central correspondiente al disco interno del sistema, la curva de mejor ajuste no representa adecuadamente el comportamiento de las observaciones. Esto puede deberse a la posible contribución de la emisión libre-libre del gas ionizado caliente cerca del sistema estelar central, la cual no se ha considerado en este estudio.

- La distribución de tamaños de los granos de polvo en el disco externo del sistema HD 142527 es predominantemente homogénea, con partículas de tamaños entre $\sim 1\text{-}2$ mm, según los mapas obtenidos. Una pequeña región al norte del disco, asociada a la posición de mayor densidad superficial de polvo, muestra granos con tamaños especialmente pequeños, alrededor de $\sim 0.4\text{-}0.8$ mm. Para detectar concentraciones de granos más grandes en el disco externo, se requieren observaciones de alta resolución angular a longitudes de onda ópticamente delgadas para identificar regiones de crecimiento y atrapamiento de polvo.
- Los mapas de densidad superficial de polvo para cada uno de los dos ajustes desarrollados, correspondientes a diferentes valores de la pendiente del tamaño de los granos (2.5 y 3.5), muestran una mayor concentración de polvo en la región norte del disco. A partir de estos mapas se ha estimado la masa total de polvo en el disco en un rango entre $4.59 \times 10^{-3} - 9.53 \times 10^{-3} M_{\odot}$. Estos valores son consistentes con los resultados obtenidos en estudios previos como el realizado por Casassus et al. (2015), donde se reporta una masa de polvo de $1.6 \times 10^{-3} M_{\odot}$.
- Los mapas de opacidad del sistema HD 142527 revelan que la profundidad óptica disminuye en la región norte del disco a medida que aumenta la longitud de onda. Esta tendencia se observa tanto en el caso donde se asume una pendiente de tamaño de polvo $p=2.5$ como en el caso de $p=3.5$. Este patrón es consistente con la presencia de una gran cantidad de granos de polvo milimétricos en la región norte del disco, lo que provoca que la emisión continua en la región norte sea opaca a longitudes de onda inferiores a 3.00 mm.
- Los mapas asociados al número de Stokes muestran que, tanto para los ajustes con $p=2.5$ como para los ajustes con $p=3.5$, la región norte del disco presenta valores del número de Stokes menores a 1. Estos resultados indican que la mayoría de las partículas de polvo en la región norte están acopladas al movimiento del

gas, debido a que presentan tamaños pequeños, como se observa en los mapas de distribución de tamaño de los granos de polvo. Por otro lado, los mapas del parámetro Toomre indican que el disco es gravitacionalmente estable, ya que Q_{Toomre} es siempre mayor a 1.7.

Para mejorar la comprensión de los procesos asociados al crecimiento y atrapamiento del polvo en el disco externo del sistema HD 142527, se sugiere realizar observaciones futuras de alta resolución angular en longitudes de onda más largas, como 7-8 mm.

Este trabajo utiliza los siguientes datos de ALMA: ADS/JAO.ALMA #2012.1.00631.S, #2013.1.00670.S, #2015.1.00614.S, #2015.1.01137.S, #2015.1.01353.S y #2017.1.00987.S. ALMA es una asociación de ESO (en representación de sus estados miembros), NSF (EE. UU.) y NINS (Japón), junto con NRC (Canadá), MOST y ASIAA (Taiwán), y KASI (República de Corea), en cooperación con la República de Chile. El Observatorio Conjunto ALMA es operado por ESO, AUI/NRAO y NAOJ.

A Resultados de modelos derivados de MCMC para HD 142527

En este apartado para cada conjunto de datos, se muestra un gráfico de dispersión en esquina y se comparan los datos observacionales (puntos negros) con la parte real e imaginaria desproyectada de los modelos obtenidos (líneas rojas).

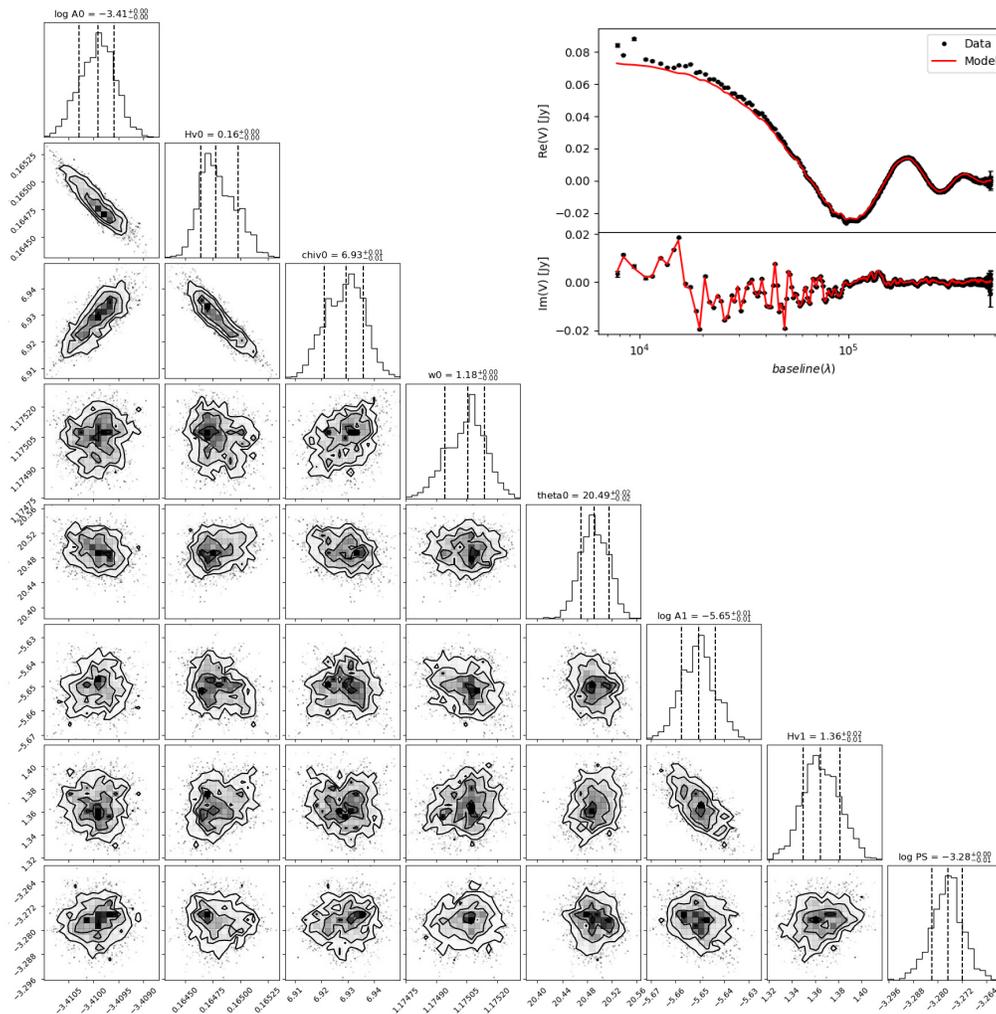


Figura A.1: Resultados de ajuste para el conjunto de datos en Banda 3.

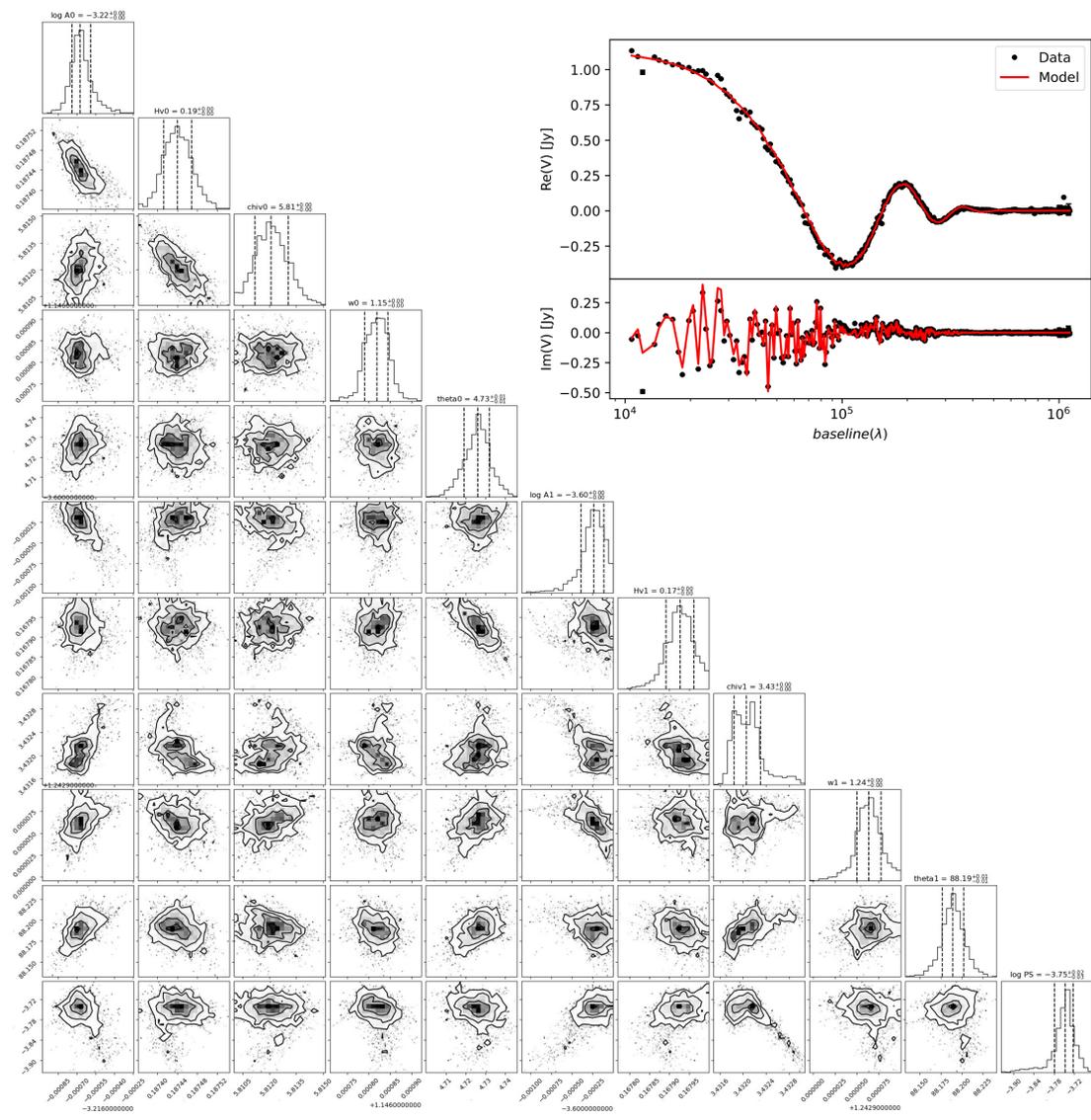


Figura A.2: Resultados de ajuste para el conjunto de datos en Banda 6.

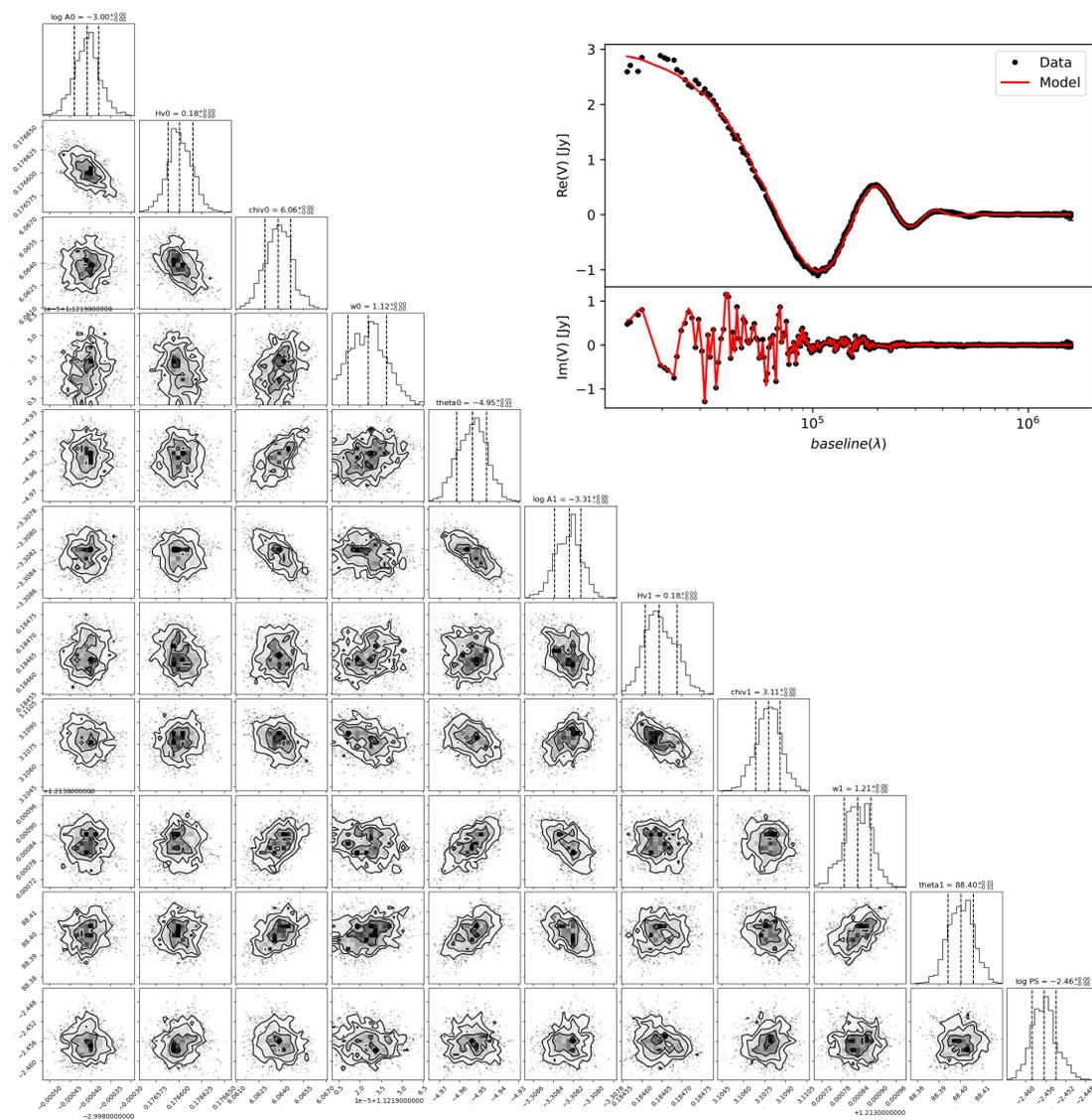


Figura A.3: Resultados de ajuste para el conjunto de datos en Banda 7.

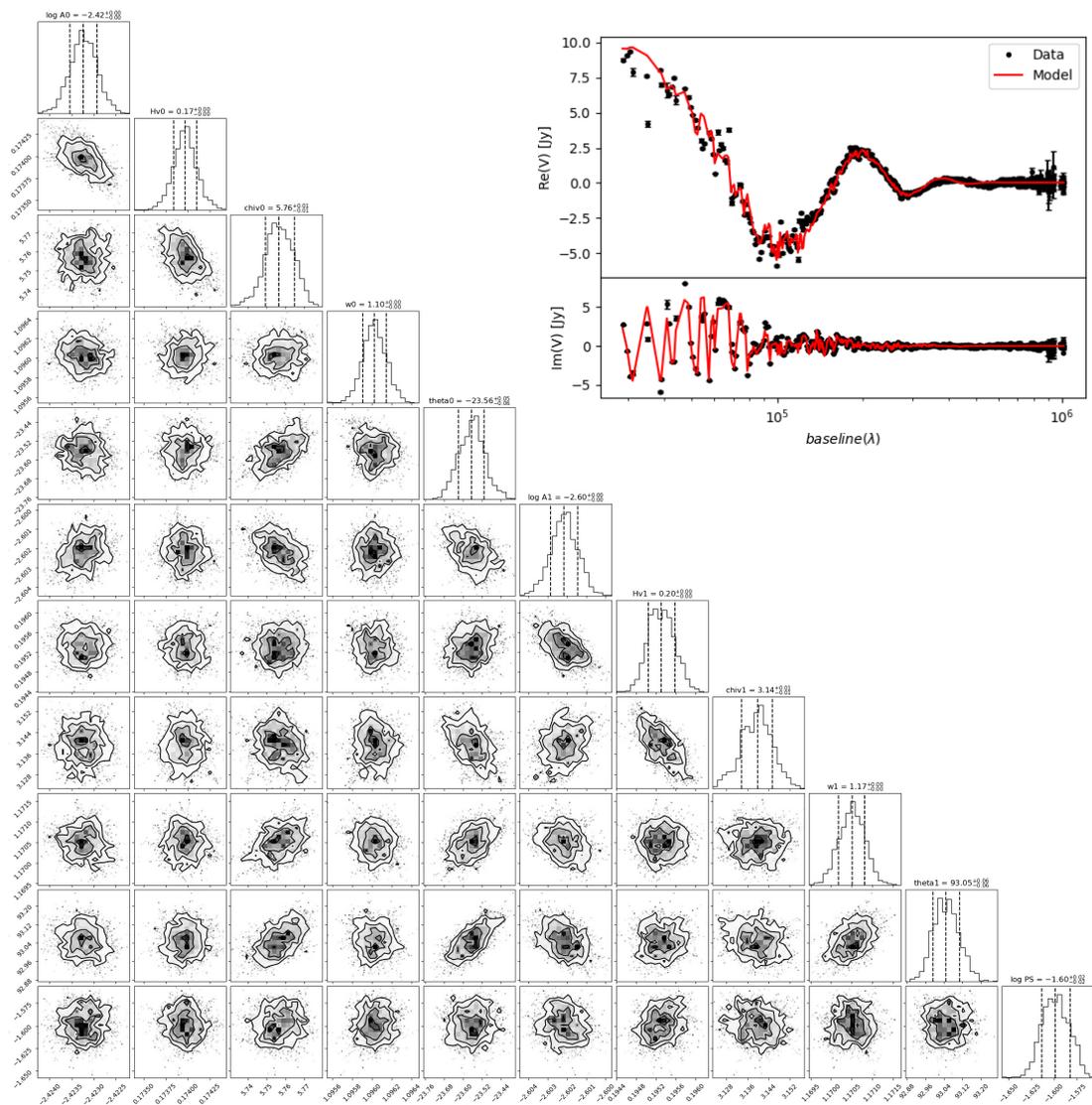


Figura A.4: Resultados de ajuste para el conjunto de datos en Banda 9.

Bibliografía

- Adams, F. C., Lada, C. J., & Shu, F. H. 1987, *The Astrophysical Journal*, 312, 788, doi: 10.1086/164924
- Alexander, R., Pascucci, I., Andrews, S., Armitage, P., & Cieza, L. 2014, in *Protostars and Planets VI* (University of Arizona Press), doi: 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch021
- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 1993, *The Astrophysical Journal*, 406, 122, doi: 10.1086/172425
- Andrews, S. M. 2020, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 58, 483, doi: 10.1146/annurev-astro-031220-010302
- Armitage, P. J. 2020, *Astrophysics of Planet Formation*, 2nd edn. (Cambridge University Press), doi: 10.1017/9781108344227
- Avenhaus, H., Quanz, S. P., Schmid, H. M., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 781, 87, doi: 10.1088/0004-637X/781/2/87
- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, *The Astrophysical Journal*, 376, 214, doi: 10.1086/170270
- Balmer, W. O., Follette, K. B., Close, L. M., et al. 2022, *The Astronomical Journal*, 164, 29, doi: 10.3847/1538-3881/ac73f4
- Barge, P., & Sommeria, J. 1995, *Astronomy and Astrophysics*, 295, L1, doi: 10.48550/arXiv.astro-ph/9501050
- Baruteau, C., & Zhu, Z. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 458, 3927, doi: 10.1093/mnras/stv2527

- Baruteau, C., Crida, A., Paardekooper, S. J., et al. 2014, Planet-Disk Interactions and Early Evolution of Planetary Systems
- Biller, B., Lacour, S., Juhász, A., et al. 2012, *The Astrophysical Journal, Letters*, 753, L38, doi: 10.1088/2041-8205/753/2/L38
- Birnstiel, T., Fang, M., & Johansen, A. 2016, *Space Science Reviews*, 205, 41, doi: 10.1007/s11214-016-0256-1
- Birnstiel, T., Dullemond, C. P., Zhu, Z., et al. 2018, *The Astrophysical Journal*, 869, L45, doi: 10.3847/2041-8213/aaf743
- Boehler, Y., Weaver, E., Isella, A., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 840, 60, doi: 10.3847/1538-4357/aa696c
- Boehler, Y., Ménard, F., Robert, C. M. T., et al. 2021, *Astronomy and Astrophysics*, 650, A59, doi: 10.1051/0004-6361/202040089
- Bohn, A. J., Benisty, M., Perraut, K., et al. 2022, *Astronomy and Astrophysics*, 658, doi: 10.1051/0004-6361/202142070
- Burke, B. F., Graham-Smith, F., & Wilkinson, P. N. 2019, *An Introduction to Radio Astronomy*, 4th edn. (Cambridge University Press), doi: 10.1017/9781316987506
- Calvet, N., Muzerolle, J., Briceño, C., et al. 2004, *Astronomical Journal*, 128, 1294, doi: 10.1086/422733
- Carrasco-González, C., Sierra, A., Flock, M., et al. 2019, *The Astrophysical Journal*, 883, 71, doi: 10.3847/1538-4357/ab3d33
- Casassus, S., van der Plas, G. M., Perez, S., et al. 2013, *Nature*, 493, 191, doi: 10.1038/nature11769
- Casassus, S., Wright, C. M., Marino, S., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 812, 126, doi: 10.1088/0004-637X/812/2/126
- Christiaens, V., Casassus, S., Absil, O., et al. 2018, *Astronomy and Astrophysics*, 617, A37, doi: 10.1051/0004-6361/201629454
- Claudi, Maire, A.-L., Mesa, D., et al. 2019, *Astronomy and Astrophysics*, 622, doi: 10.1051/0004-6361/201833990

- D'Alessio, P., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *The Astrophysical Journal*, 553, 321, doi: 10.1086/320655
- Davis, E., & Schweiger, G. 2002, *Elastic Light Scattering*, 143–219, doi: 10.1007/978-3-642-56152-8_3
- Draine, B. T. 2006, *The Astrophysical Journal*, 636, 1114, doi: 10.1086/498130
- Dullemond, C. P., & Dominik, C. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 421, 1075, doi: 10.1051/0004-6361:20040284
- Dutrey, A., Guilloteau, S., & Guelin, M. 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 317, L55
- Esquivel, M., Gomez-Vargas, R., , I., Vazquez, J., & García-Salcedo, R. 2019, 28
- Estalella, R., & Pons, G. A. 1997, *Introducción a la física del medio interestelar* (Universitat de Barcelona)
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 125, 306, doi: 10.1086/670067
- Fukagawa, M., Tamura, M., Itoh, Y., et al. 2006, *The Astrophysical Journal, Letters*, 636, L153, doi: 10.1086/500128
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2021, *Astronomy and Astrophysics*, 649, A1, doi: 10.1051/0004-6361/202039657
- Goodman, J., & Weare, J. 2010, *Communications in Applied Mathematics and Computational Science*, 5, 65
- Heney, L. G., & Greenstein, J. L. 1941, *The Astrophysical Journal*, 93, 70, doi: 10.1086/144246
- Hughes, A. M., Wilner, D. J., Calvet, N., et al. 2007, *The Astrophysical Journal*, 664, 536, doi: 10.1086/518885
- Johansen, A., Blum, J., Tanaka, H., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI* (University of Arizona Press), doi: 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch024
- Kataoka, A., Muto, T., Momose, M., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 809, 78, doi: 10.1088/0004-637x/809/1/78

- Klahr, H. H., & Bodenheimer, P. 2003, *The Astrophysical Journal*, 582, 869, doi: 10.1086/344743
- Kratter, K., & Lodato, G. 2016, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 54, 271, doi: 10.1146/annurev-astro-081915-023307
- Krugel, E. 2002, *The Physics of Interstellar Dust*, Series in Astronomy and Astrophysics (CRC Press)
- Lada, C. J. 1999, *NATO Science Series*, 540, 143
- Lada, C. J., & Wilking, B. A. 1984, *The Astrophysical Journal*, 287, 610, doi: 10.1086/162719
- Leverington, D. W. 2014, Chapter 47 – A History of Solar System Studies
- Lovelace, R. V. E., Li, H., Colgate, S. A., & Nelson, A. F. 1999, *The Astrophysical Journal*, 513, 805, doi: 10.1086/306900
- Lyra, W., & Lin, M.-K. 2013, *The Astrophysical Journal*, 775, 17, doi: 10.1088/0004-637x/775/1/17
- Macías, E., Espaillat, C. C., Osorio, M., et al. 2019, *The Astrophysical Journal*, 881, 159, doi: 10.3847/1538-4357/ab31a2
- Marel, N., Williams, J., & Bruderer, S. 2018, *The Astrophysical Journal*, 867, L14, doi: 10.3847/2041-8213/aae88e
- Marino, S., Perez, S., & Casassus, S. 2015, *The Astrophysical Journal*, Letters, 798, L44, doi: 10.1088/2041-8205/798/2/L44
- Mendigutía, I., Fairlamb, J., Montesinos, B., et al. 2014, *The Astrophysical Journal*, 790
- Mihalas, D. 1978, *Stellar atmospheres*
- Mittal, T., & Chiang, E. 2014, *The Astrophysical Journal*, 798, L25, doi: 10.1088/2041-8205/798/1/L25
- Miyake, K., & Nakagawa, Y. 1993, *icarus*, 106, 20

- Muro, G. A. 2021, A colorful view of planet formation: A multi-wavelength study of planet-disk interactions, 1st edn.
- Natta, A., Testi, L., Calvet, N., et al. 2007, in *Protostars and Planets V*, ed. B. Reipurth, D. Jewitt, & K. Keil, 767, doi: 10.48550/arXiv.astro-ph/0602041
- Nomura, H., & Millar, T. J. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 438, 923, doi: 10.1051/0004-6361:20052809
- Okuzumi, S., Tanaka, H., Kobayashi, H., & Wada, K. 2012, *The Astrophysical Journal*, 752, doi: 10.1088/0004-637X/752/2/106
- Pearson, T. J. 1999, in *ASP Conf. Ser. Vol. 180*, ed. G. B. Taylor, C. L. Carilli, & R. A. Perley, *Astron. Soc. Pac.*, San Francisco, 335
- Pinilla, P., Birnstiel, T., Benisty, M., et al. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 554, A95, doi: 10.1051/0004-6361/201220875
- Pinilla, P., Birnstiel, T., Ricci, L., et al. 2012, *Astronomy and Astrophysics*, 538, doi: 10.1051/0004-6361/201118204
- Pottasch, S. R., & Parthasarathy, M. 1988, *Astronomy and Astrophysics*, 192, 182
- Pérez, L. M., Chandler, C. J., Isella, A., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 813, 41, doi: 10.1088/0004-637x/813/1/41
- Regály, Z., Juhász, A., Sándor, Z., & Dullemond, C. P. 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 419, 1701, doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19834.x
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1991, *Radiative processes in astrophysics* (John Wiley & Sons)
- Safronov, V. S. 1972, *Evolution of the protoplanetary cloud and formation of the earth and planets*.
- Sierra, A., Lizano, S., Macías, E., et al. 2019, *The Astrophysical Journal*, 876, 7, doi: 10.3847/1538-4357/ab1265
- Strom, K. M., Strom, S. E., Edwards, S., Cabrit, S., & Skrutskie, M. F. 1989, *Astronomical Journal*, 97, 1451, doi: 10.1086/115085

- Suriano, S. S., Li, Z.-Y., Krasnopolsky, R., & Shang, H. 2017, *Monthly Notices of the RAS*, 468, 3850, doi: 10.1093/mnras/stx735
- Suzuki, T. K., Ogihara, M., Morbidelli, A., Crida, A., & Guillot, T. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 596, A74, doi: 10.1051/0004-6361/201628955
- Takahashi, S. Z., & ichiro Inutsuka, S. 2016, *The Astronomical Journal*, 152, 184, doi: 10.3847/0004-6256/152/6/184
- Takeuchi, T., & Lin, D. N. C. 2002, *The Astrophysical Journal*, 581, 1344, doi: 10.1086/344437
- Tazzari, M., Beaujean, F., & Testi, L. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 476, 4527, doi: 10.1093/mnras/sty409
- Testi, L., Birnstiel, T., Ricci, L., et al. 2014, *Dust Evolution in Protoplanetary Disks* (University of Arizona Press), doi: 10.2458/azu_uapress_9780816531240-ch015
- Thompson, A. R., Moran, J. M., & Swenson, George W., J. 2017, *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, 3rd Edition, doi: 10.1007/978-3-319-44431-4
- Toomre, A. 1964, *Astronomy and Astrophysics*, 139, 1217, doi: 10.1086/147861
- Tripathi, A., Andrews, S. M., Birnstiel, T., et al. 2018, *The Astrophysical Journal*, 861, 64, doi: 10.3847/1538-4357/aac5d6
- van der Marel, N. 2023, *The European Physical Journal Plus*, 138, doi: 10.1140/epjp/s13360-022-03628-0
- Verhoeff, A. P., Min, M., Pantin, E., et al. 2011, *Astronomy and Astrophysics*, 528, doi: 10.1051/0004-6361/201014952
- Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., de Graauw, M. S., et al. 1996, *Astronomy and Astrophysics*, 315, L245
- Whipple, F. L. 1972, *On certain aerodynamic processes for asteroids and comets*, ed. A. Elvius, 211
- Yen, H.-W., & Gu, P.-G. 2020, *The Astrophysical Journal*, 905, 89, doi: 10.3847/1538-4357/abc55a

Zhang, K., Blake, G. A., & Bergin, E. A. 2015, *The Astrophysical Journal*, 806, L7,
doi: 10.1088/2041-8205/806/1/17

Zhu, Z., Zhang, S., Jiang, Y.-F., et al. 2019, *The Astrophysical Journal*, 877, L18,
doi: 10.3847/2041-8213/ab1f8c

